LWOWSKIE

CZASOPISMO LOTNICZE

PRACE

LABORATORIUM AERODYNAMICZNEGO I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA I MOTOSZYBOWNICTWA POLITECHNIKI LWOWSKIEJ

Nr 15. (ROK VII 1939. Nr 1).	LWÓW, W STYCZNIU 1939.

Nr 15 (ROK VII 1939. Nr 1.). LWÓW, W STYCZNIU 1939 r.

LWOWSKIE
CZASOPISMO LOTNICZE
PRACE
LABORATORIUM AERODYNAMICZNEGO I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA I MOTOSZYBOWNICTWA POLITECHNIKI LWOWSKIEJ

PRACE LABORATORIUM AERODYNAMICZNEGO

Dr Inż. ZYGMUNT FUCHS

Prosta metoda badania okolicy przejścia w warstwie przyściennej na profilach lotniczych[1)]

Une simple méthode d'étudier la zone de décollement dans la couche superficielle sur les profils d'aviation

L'étude de la transition du mouvement laminaire en mouvement turbulent dans la couche superficielle se fait d'ordinaire à l'aide des différentes sondes. Toutefois, ces méthodes ne permettent qu'une observation par points, sans pouvoir représenter les phénomènes simultanés sur la surface entière.

Dans le présent communiqué, on expose une méthode d'étudier la couche superficielle à l'aide d'une bande de lycopode répandue sur la surface du profil d'aviation, suivant sa prefondeur. Dans la soufflerie aérodynamique, la poudre est soufflée le long de la partie laminaire de la couche superficielle jusqu'à une épaisseur correspondant à peu près à l'épaisseur de la couche superficielle, tandis que dans la partie turbulente de la couche la poudre disparaît presque entièrement à cause des mouvements tourbillonnaires ce qui met en évidence le point, ou plus proprement, la zone de décollement. La comparaison avec les résultats des mesures basées sur d'autres principes a démontré que les perturbations dues à la présence d'une étroite bande de la poudre sur la surface du corps étudié ne sont pas plus importantes que celles qui ont lieu quand on emploie d'autres méthodes réconnues bonnes (p. ex. la méthode des fumées). La raison réside peut être en ce que le mouvement tourbillonnaire est dû principalement à la couche superficielle sur la surface non couverte de la poudre. Il est à remarquer que l'extrémité de la couche laminaire dans la zone de décollement était cunéiforme ce qui prouve que la transition de la couche laminaire en la couche turbulente était progressive.

Le nombre de Reynolds caractérisant la zone de décollement a été réduit à la longueur x mesurée suivant la surface, du bord d'attaque jusqu'à l'endroit où la poudre disparaît, ainsi qu'à la vitesse v du courant non perturbé: $R_x = \frac{v \cdot x}{\nu}$. Pour un écoulement à deux dimensions, on a obtenu sur l'extrados d'une série de profils d'aviation la valeur moyenne de $R_x = \sim 140.000$. En même temps on a déterminé la valeur moyenne de $R_\delta = \frac{\delta \cdot v}{\nu} = \sim 1700$, où δ est l'épaisseur de la poudre mesurée tout près de l'extrémité cunéiforme. La valeur du rapport $\frac{R_\delta}{\sqrt{R_x}}$ déterminant l'épaisseur de la couche laminaire est donc en moyenne 4,54.

Les courbes $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ (fig. 2—13), où $R = \frac{v \cdot t}{\nu}$ (t — la profondeur du profil), présentent une propriété singulière à l'endroit de l'épaisseur maximum du profil, savoir x décroît assez subitement quand R croît, mais reste à peu près constant, quand R continue à croître. Les valeurs de x sur la partie arrière du profil sont représentées par une ligne sensiblement droite; sur l'extrados, x croît au fur et à mesure que l'angle d'incidence diminue, tandis que sur l'intrados la zone de décollement se déplace vers le bord d'attaque quand l'angle d'incidence diminue. A un accroissement de R correspond un

[1)] Z. Fuchs, A Simple Experimental Method for Finding the Transition Point of the Boundary Layer on Airfoils, Abstracts of Papers To be presented at the Fifth International Congress for Applied Mechanics, Journal of Applied Mechanics, str. A—107, 1938.

décroissement de x sur l'extrados aussi bien que sur l'intrados, c'est-à-dire un déplacement de la zone de décollement vers l'avant du profil. L'augmentation de la turbulence du courant d'air entraînait un déplacement vers l'avant de la zone de décollement. Pour la valeur moyenne de $\frac{x}{t}$ de 0,2 environ presque toutes les courbes $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ coïncident pour les angles d'incidence employés lors des mesures. En admettant, p. ex., que la valeur critique de R correspond à $\frac{x}{t} = 0,4$, nous obtenons pour les profils essayés en moyenne $R_{kr} = \sim 300.000$. Cette valeur dépend évidemment de la turbulence du courant d'air dans le tunnel. Dans le cas considéré, la turbulence du courant détermine la valeur de $R_{kr} = 210.000$ pour une sphère de diamètre égal à 348 *mm*, R_{kr} étant réduit au diamètre de la sphère; quand R_{kr} pour la sphère est réduit à la moitié de sa circonférence et non pas au diamètre, on obtient $R_{kr} = 329.700$.

Les résultats des mesures des coefficients aérodynamiques, p. ex. la relation entre $(c_x)_{cy=0}$ et R (fig. 14), démontrent l'existence des zones souscritiques et surcritiques lors des essais en soufflerie. La variation de la zone de décollement pour des R petits pour les angles d'incidence correspondant aux états voisins de $c_y = o$ paraît être la cause des différences entre les polaires dans la zone souscritique de R pour les états voisins de $c_y = o$ (fig. 15).

Des essais analogues sur une sphère et sur un modèle de dirigeable ont démontré la même propriété que les profils d'aviation, savoir une discontinuité des courbes $\frac{x}{l} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ pour certaines valeurs de R (l — une longueur sur la surface). Il est à souligner que la discontinuité pour la sphère s'est manifestée pour une valeur de R correspondant à R_{kr} obtenu lors de la détermination de la turbulence par la mesure de la pression derrière la sphère.

1. Wstęp.

Zjawiska, występujące przy opływie ciał w pobliżu ich powierzchni, są nader skomplikowane. Dokładne ich poznanie jest nader ważne ze względu na dominujący wpływ, jaki wywierają na ukształtowanie się sił aerodynamicznych będących następstwem opływu. Wielkość oporu profilu lotniczego i wartość największego wyporu zależą np. w wysokiej mierze od zjawisk, jakie występują tuż w pobliżu powierzchni profilu.

Wiadomo, że z powodu własności przylegania cieczy do powierzchni ciała opływanego wyłania się na powierzchni każdego ciała w czasie jego ruchu w cieczy cienka warstwa płynu, w której ruch różni się wybitnie od ruchu płynu w większej odległości od powierzchni. Podczas gdy bowiem w płynach o małej lepkości ruch poza okolicą bliską powierzchni nie wyróżnia się praktycznie od ruchu potencjalnego (bezobrotowego), to tuż przy powierzchni ruch jest bezwarunkowo niepotencjalny. Poza tym może on być albo laminarny lub też burzliwy pomimo, że ruch poza tą tzw. warstwą przyścienną jest w wypadkach technicznie ważnych tylko burzliwy, co jest następstwem dużej stosunkowo liczby Reynolds'a R (rzędu co najmniej 10^3); w tych też tylko przypadkach z powodu małego udziału lepkości w grze sił może on być rozpatrywany jako potencjalny. Otóż zależnie od tego, czy ruch w warstwie przyściennej jest laminarny lub burzliwy, lub też na początku warstwy, licząc od punktu spiętrzenia na przodzie ciała, laminarny zaś następnie burzliwy, zależą zasadnicze wartości sił aerodynamicznych ciał opływanych.

W ostatnim wypadku warstwy kombinowanej z warstwy laminarnej i warstwy burzliwej istnieje miejsce na powierzchni ciała, rozgraniczające obie różne warstwy. To miejsce przejścia jest współcześnie przedmiotem wszechstronnych badań w świecie naukowym, gdyż od jego położenia na powierzchni płatów zależą zjawiska określające wielkości sił aerodynamicznych. Można zaryzykować twierdzenie, że jak dotychczas rozwój lotnictwa dokonywał się staraniem o dobór odpowiedniego kształtu ciał opływanych, następny etap tego rozwoju przypadnie doborowi warunków określających możliwość dobierania sobie odpowiednio położonych miejsc przejścia w warstwie przyściennej.

Przejście warstwy przyściennej laminarnej w burzliwą odbywa się po przekroczeniu liczby Reynolds'a rzędu 10^5. Jednak miejsce przejścia może być różne zależnie od wielkości R, „jakości" powierzchni ciała i o ile idzie o pomiary w tunelach aerodynamicznych od stopnia burzliwości strugi. Ta ostatnia zależność jest nader przykra dla badaczy, zamierzających przenosić wyniki pomiarów laboratoryjnych na warunki w locie, gdyż stopnie burzliwości są w obu wypadkach różne, a poza tym wpływ burzliwości występuje jako czynnik nieistotny i drugorzędny, jako przejaw danej strugi doświadczalnej zasłaniający częściowo prawdziwe oblicze głównego zjawiska. Wobec tego należałoby przeprowadzić pomiary przejścia w warstwie przyściennej w tunelu o burzliwości strugi powietrza odpowiadającej burzliwości powietrza w wolnej atmosferze.

Ażeby zrozumieć wędrówkę miejsca przejścia w warstwie przyściennej wraz ze zmianą liczby Reynolds'a R, odniesionej do ciała opływanego, należy sobie uświadomić, że krytyczna wartość liczby Reynolds'a $R_{\delta kr}$, odniesionej do warstwy przyściennej o grubości δ, jest niezależną od wielkości R, atoli przy zmianie np. szybkości strugi zewnętrznej powinno miejsce przejścia w warstwie przyściennej przesunąć się tak, aby iloczyn z szybkości tuż za warstwą i grubości warstwy w danym miejscu pozostał niezmieniony. $R_{\delta kr}$ wrażliwe jest przy tym w wysokim stopniu na stopień burzliwości strugi zewnętrznej, a mianowicie $R_{\delta kr}$ maleje ze wzrostem stopnia burzliwości strugi. $R_{\delta kr}$ występuje po przekroczeniu R_δ wartości rzędu 10^3.

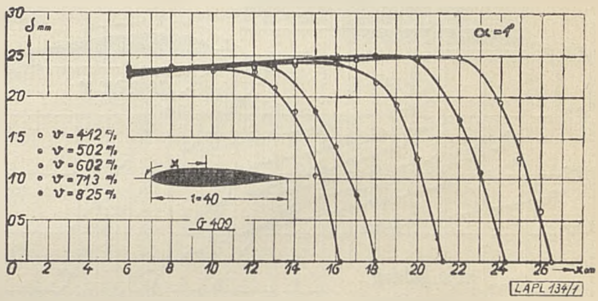
2. Metody badania miejsc przejścia.

Badania przejścia ruchu laminarnego w burzliwy w warstwie przyściennej przeprowadza się

zazwyczaj przy pomocy różnego rodzaju sond o bardzo małych rozmiarach. Przy pomocy tych metod uzyskuje się jednak tylko obserwacje punktowe niejednoczesne, co utrudnia w wysokim stopniu uchwycenie biegu wydarzeń wzdłuż danej powierzchni, gdyż właśnie zjawiska związane ze zmianą rodzaju ruchu są w wysokim stopniu wrażliwe na najdrobniejsze niedające się nieraz uchwycić zaburzenia, wskutek czego odnośne przepływy są zmienne z czasem, a więc nietrwałe. Jest to niewątpliwie następstwem faktu, że przejście z ruchu laminarnego w ruch burzliwy związane jest, jak się zdaje, z pewnego rodzaju niestałością równowagi.

Wobec tego stanu rzeczy niewątpliwie lepszą jest metoda równoczesnej obserwacji przepływu w warstwie przyściennej wzdłuż pewnych odcinków danej powierzchni ciała. Należy jednak zaznaczyć, że obserwacji dokonuje się przy pomocy przyrządu pomiarowego albo też przez uwidocznienie strug przeźroczystego powietrza przy pomocy obcego ciała np. dymu. Zastosowanie pierwszej metody jest prawie że niemożliwe, gdyż obecność np. szeregu sond wzdłuż strugi zmieniłoby radykalnie sam przepływ, zaś użycie drugiej metody daje wprawdzie dobre wyniki, natomiast samo badanie nie jest jednak tak proste, zwłaszcza, że zastosowanie gryzącego dymu wymaga nieraz zastosowania specjalnego tunelu. Wobec tych trudności spróbowano przeprowadzić badania stanu ruchu w warstwie przyściennej przy pomocy paska lykopodium usypanego wzdłuż głębokości ciała opływanego na jego powierzchni. Przy przepływie dwuwymiarowym wystarcza jeden pasek, przy ruchu przestrzennym można usypać kilka pasków. W strudze powietrza w tunelu zostaje proszek zdmuchnięty wzdłuż laminarnej części warstwy przyściennej prawie aż do grubości warstwy przyściennej, zaś wzdłuż części burzliwej warstwy proszek znika prawie całkowicie wskutek ruchów mięszających (Mischbewegungen). Wskutek tego uwidacznia się punkt przejścia względnie właściwiej okolica przejścia. Porównanie z wynikami pomiarów opartych na innych zasadach okazały, że zaburzenia wywołane obecnością wąskiego paska proszku na powierzchni ciała opływanego nie są większe, aniżeli przy innych uznanych jako dobrych metodach.

Do badania okolicy przejścia na profilach lotniczych przy ruchu płaskim stosowano modele profili wykonane z drzewa o głębokości 40 *cm* umieszczane w przestrzeni pomiarowej pomiędzy dwiema płytami na osi obrotu tak, że można było dowolnie zmieniać kąt natarcia. Pasek z proszku lykopodium usypywano w kierunku strugi na powierzchni modelu przy pomocy szablonu, wyciętego z tektury, który przykładano do danej powierzchni; szerokość paska wynosiła około 6 *mm*, zaś jego wysokość od 2—6 *mm*. Szybkość strugi powietrza wzrastała powoli do około 12 *m/s* średnio wzgl. wyjątkowo do 20 *m/s*. W czasie wzrostu szybkości strugi grzbiet paska proszku bywał unoszony przez strugę, przy czym pozostała część paska otrzymywała profil zaostrzony na przodzie za krawędzią natarcia profilu lotniczego i pogrubiający się ku krawędzi spływu. Ten utrzymujący się w strudze powietrza profil proszku można przyjąć jako profil warstwy przyściennej laminarnej. Przy dalszym powiększaniu szybkości pasek proszku na powierzchni modelu profilu począł się zwężać począwszy od krawędzi spływu, a zarazem grubość jego w tym samym miejscu malała, tworząc klin w przekroju prostopadłym do powierzchni modelu. W tym miejscu poczęła się wyłaniać warstwa przyścienna burzliwa. Głównie na skutek ruchu mięszającego po obu bokach paska, a więc ruchu pochodzącego od warstwy przyściennej na powierzchni niepokrytej proszkiem, proszek zostawał stopniowo usuwany z powierzchni przy zwiększającej się prędkości strugi; wobec tego miejsce przejścia przesuwało się ze wzrostem liczby Reynolds'a R ku krawędzi natarcia profilu. Klinowate zakończenie paska wskazuje poza tym na fakt, że zanikanie przyściennej warstwy laminarnej odbywa się stopniowo.



Ryc. 1.

Profile laminarnej warstwy przyściennej w okolicy przejścia na górnej powierzchni profilu lotniczego G 409 dla kąta natarcia $\alpha = 1^0$, uzyskane przy różnych szybkościach w strudze dwuwymiarowej przy pomocy paska lykopodium.

Okoliczność, że proszek w miejscu przejścia jest usuwany głównie przez ruch cząstek należących do warstwy przyściennej poza paskiem, jest o tyle korzystną, że otrzymane wyniki dotyczą głównie ruchu w warstwie przyściennej poza paskiem proszku, co przemawia na korzyść tej metody.

3. Profile warstwy przyściennej w miejscu przejścia.

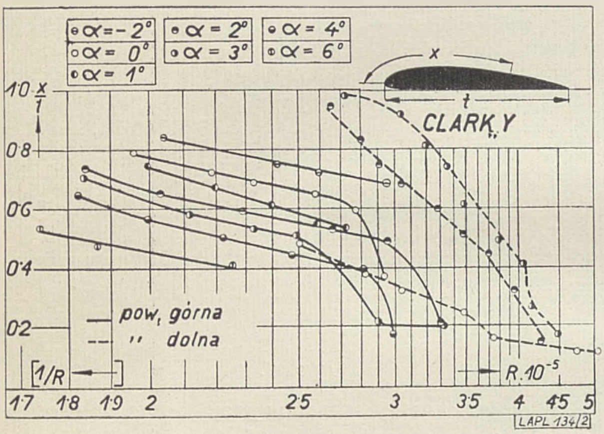
Profile laminarnej warstwy przyściennej w miejscu przejścia wyznaczono przy pomocy sferometru przez pomiar grubości δ warstwy proszku. Odczyt następował, gdy ostrze śruby sferometru i jego cień na powierzchni proszku dotykały się nawzajem. Przykładowo podajemy na ryc. 1. kilka profili warstwy w miejscu przejścia otrzymane na górnej powierzchni profilu lotniczego *G 409* dla kąta natarcia $\alpha = 1^0$ przy różnych liczbach Reynolds'a dla ruchu płaskiego. Odległość x mierzono wzdłuż powierzchni w kierunku strugi od krawędzi natarcia. Pomiary wykonano w tunelu o burzliwości strugi określonej przez $R_{kr} = 210.000$ dla kuli o średnicy 348 *mm*, przy czym R_{kr} odpowiada warunkowi, aby ci-

śnienie w tyle kuli było równe ciśnieniu statycznemu strugi niezaburzonej.

Należy podkreślić, że grubość δ warstwy przyściennej burzliwej przyrasta szybciej wraz z odległością x aniżeli grubość warstwy laminarnej, tak że w miejscu przejścia następuje też zmiana w prawie przyrostu δ.

4. Liczba Reynolds'a w miejscu przejścia.

Celem określenia okolicy przejścia wprowadzono liczbę Reynolds'a odniesioną do długości x



Ryc. 2.

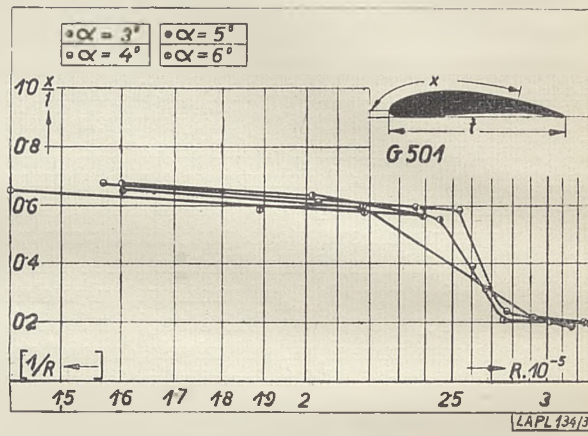
Krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ *dla profilu lotniczego Clark Y przy opływie dwuwymiarowym, określające miejsce przejścia na górnej i dolnej powierzchni przy zmiennych R i α. Zwrócić uwagę na kolejność krzywych wzdłuż pionowych dla powierzchni górnej i dolnej przy wzrastających kątach natarcia.*

mierzoną wzdłuż powierzchni od krawędzi natarcia aż do miejsca, gdzie proszek zanika, tudzież do szybkości v strugi niezaburzonej: $R_x = \frac{v \cdot x}{\nu}$.

W toku badań „przedmuchano" szereg profili lotniczych przy zachowaniu ruchu płaskiego dla otrzymania zależności pomiędzy v i x, a tym samym dla określenia R_x. Wyniki badań ujęto w krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$, gdzie t oznacza głębokość profilu, zaś $R = \frac{v \cdot t}{\nu}$. Na osi odciętych zaznaczono jednak wartości R, pomimo podziału wedle $\frac{1}{R}$, celem łatwiejszej orientacji. Ryc. 2 do 13 przedstawiają odnośne krzywe dotyczące badanych profili.

Wykresy wykazują, że dla wartości x w tylnej części profili otrzymujemy prawie prostą, przy tym x rośnie na górnej powierzchni profili wraz z malejącym kątem natarcia α, podczas gdy na dolnej powierzchni profili rzecz się ma odwrotnie, tj. miejsce przejścia przesuwa się do przodu, a zatem ku krawędzi natarcia, jeśli kąt natarcia maleje. Rosnącemu R odpowiada ubytek x zarówno na górnej jak i na dolnej powierzchni, a zatem wędrówka miejsca przejścia do przodu. Powiększenie stopnia burzliwości strugi przez umieszczenie przed przestrzenią pomiarową siatki turbulencyjnej powodowało przesunięcie okolicy przejścia ku przodowi przy równych zresztą warunkach. Było to zresztą do przewidzenia, gdyż powiększenie stopnia burzliwości wywołuje w danym wypadku efekt równoznaczny z powiększeniem liczby Reynolds'a R.

W tylnej części profili w okolicy ich największej grubości wykazują krzywe pewną charakterystyczną właściwość, a mianowicie spółrzędna x maleje dosyć nagle ze wzrostem R, zaś następnie nie zmienia się prawie z dalszym przyrostem R.



Ryc. 3.

Krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ *dla profilu lotniczego G 501 przy opływie dwuwymiarowym, określające miejsce przejścia na górnej powierzchni przy zmiennych R i α. Zwrócić uwagę na dosyć nagły spadek krzywych w okolicy R = 2,5.10⁵.*

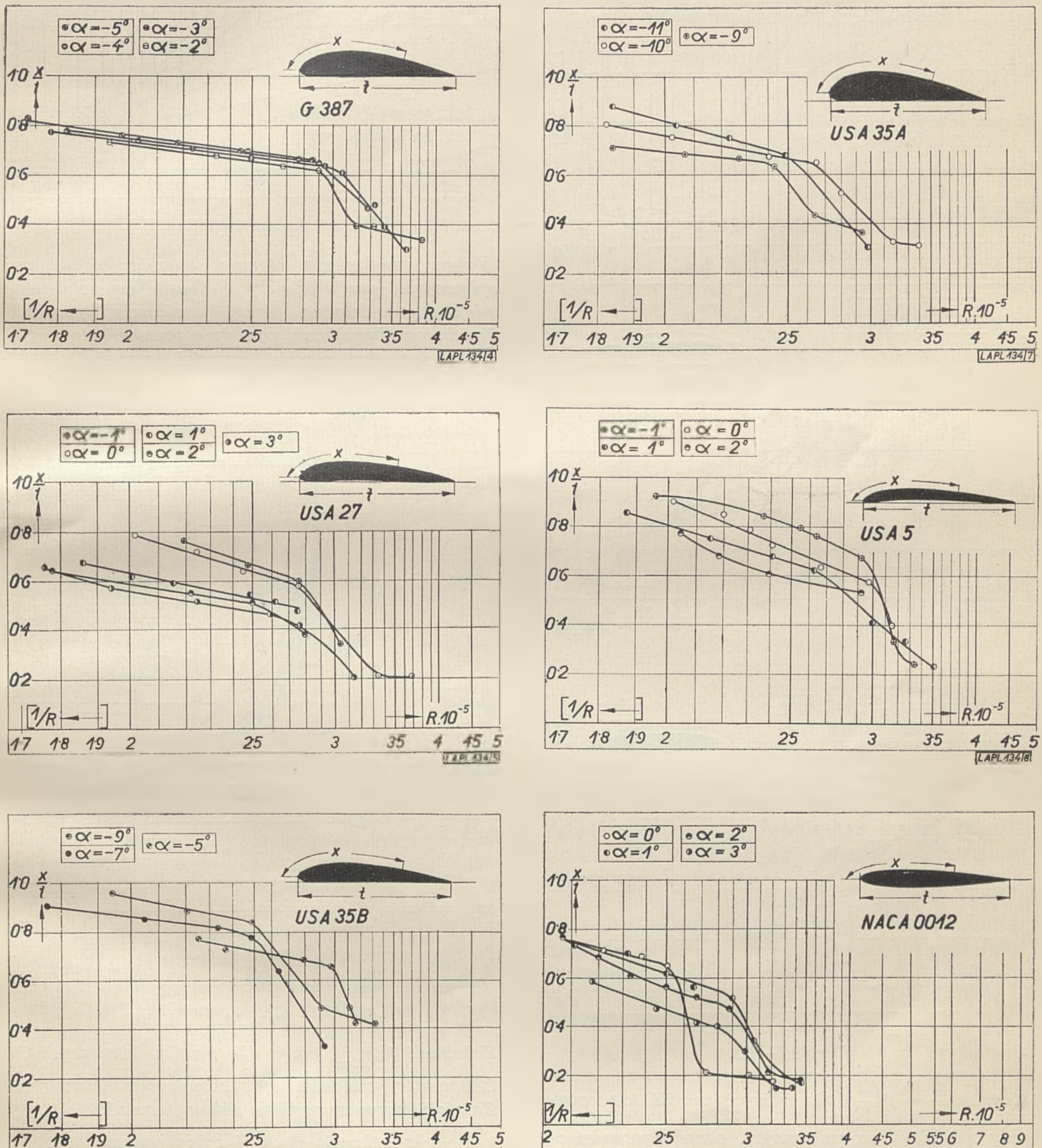
Tej wartości x odpowiada średnio $\frac{x}{t} = \sim 0{\cdot}2$ i w tym miejscu pokrywają się prawie wszystkie krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ dla różnych zastosowanych przy pomiarach kątów natarcia.

5. „Krytyczna" liczba Reynolds'a.

Podany wyżej przebieg zależności x od R zdradza istnienie pewnych krytycznych warunków, przy których miejsce przejścia przesuwa się dosyć nagle do przodu. Dowodziłoby to istnienia pewnego małego zakresu liczb Reynolds'a, dla którego przepływ warstwy przyściennej odpowiada stanowi o szczególnej chwiejności. Przyjąwszy np. wartość R dla $\frac{x}{t} = 0.4$ jako krytyczną, otrzymujemy z pomiarów na górnej powierzchni 10 profili lotniczych w wypadku dwuwymiarowym przeciętnie rząd wielkości $R_{kr} = 300000$, która to wartość zależna jest naturalnie od stopnia burzliwości strugi tunelu. W danym wypadku burzliwość strugi w tunelu określona jest przez $R_{kr} = 210000$ dla kuli o średnicy równej 348 *mm*, przy czym R_{kr} odniesione jest do średnicy kuli. Gdybyśmy odnieśli R_{kr} dla kuli do połowy jej obwodu, otrzymalibyśmy $R_{kr} = 329700$, a więc wartość odpowiadającą prawie określonej wyżej war-

łości przeciętnej R_{kr} dla badanych profili lotniczych.

Z przedstawionego stanu rzeczy wynika zatem, że przy pomiarze aerodynamicznym profili lotniczych w tunelach powinny się wyróżniać dwa zakresy liczb Reynolds'a, a mianowicie przedkrytyczny i zakrytyczny, w których pewne charakterystyczne właściwości profili mogą być różne. Tak np. można stwierdzić ze wzrostem liczby Reynolds'a bardzo znaczną zmianę spółczynnika oporu przy wyporze zerowym $(c_x)_{c_y=0}$, który, jak wiadomo, nie zależy od wydłużenia płata a więc odpowiada płaskiemu przepływowi. Zmiana ta odbywa się jednak tylko w zakresie liczb Reynolds'a odpowiadającym prawie wyznaczonemu wyżej przedkrytycznemu okresowi, po czym przy dalszym wzroście R pozostaje $(c_x)_{c_y=0}$ prawie stałe. Na ryc. 14 przedstawiono wykresy wyznaczone na podstawie pomiarów wagowych w tu-

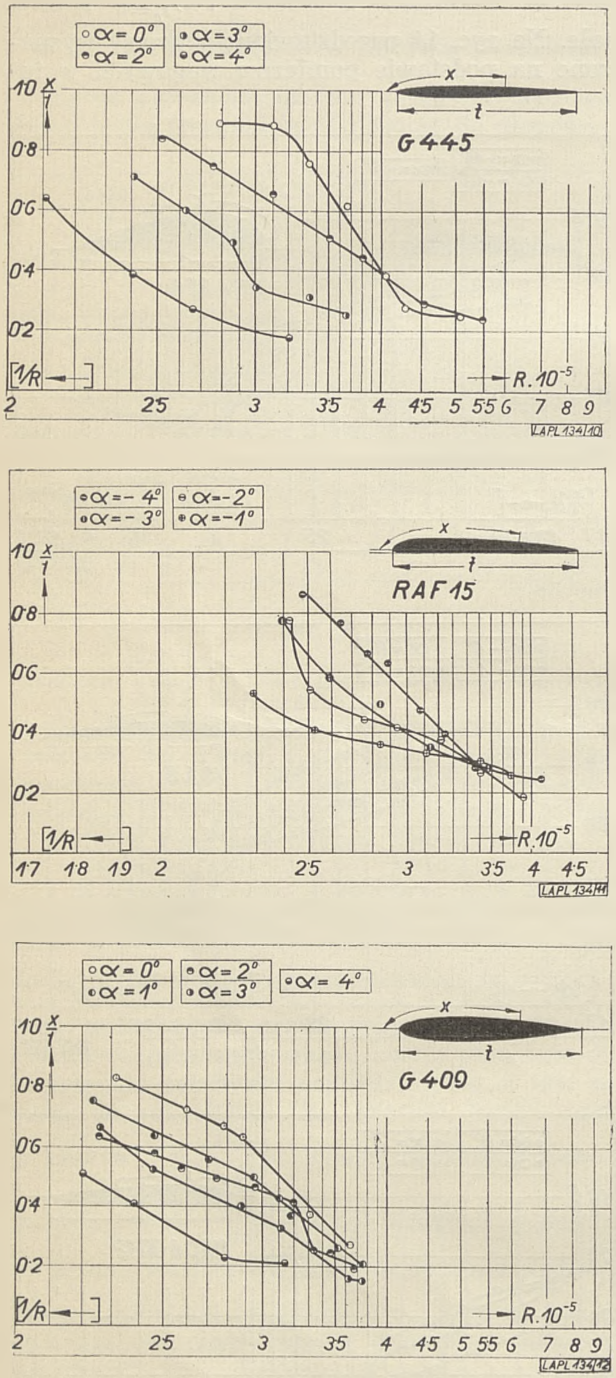


Ryc. 4—9.

Krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ dla różnych profili lotniczych przy opływie dwuwymiarowym, określające miejsce przejścia na górnej powierzchni przy zmiennych R i α, uzyskane metodą paska z proszku lykopodium.

nelu lwowskim i w Göttingen [3]), odzwierciedlających ten stan rzeczy dla profilu *G 289*.

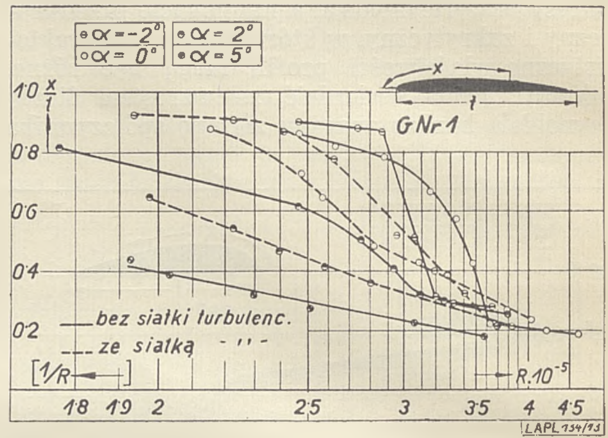
Następnie należy podnieść, że przy pomiarze biegunowej przy względnie małych R otrzymujemy w pewnym zakresie kątów natarcia dla różnych kątów natarcia α różne x, a zatem różne sto



Ryc. 10—12.

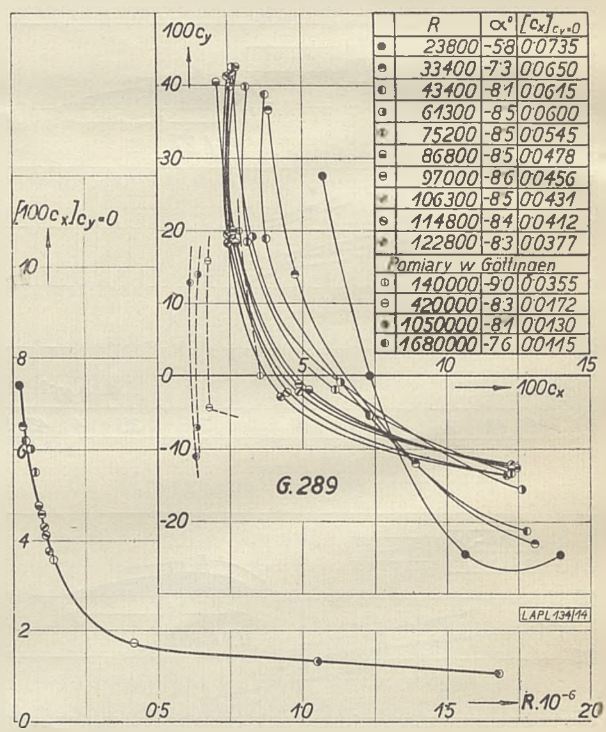
Krzywe $\frac{x}{t} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ *dla różnych profili lotniczych przy opływie dwuwymiarowym, określające miejsce przejścia na górnej powierzchni przy zmiennych R i α, uzyskane metodą paska z proszku lykopodium.*

sunki długości warstwy laminarnej i burzliwej. Dzieje się to zwłaszcza w okolicy stanów krzywej biegunowej tuż poniżej i powyżej stanu odpowiadającego c_y=0. Przy względnie dużych wartościach c_y miejsce przejścia w warstwie przyścien-



Ryc. 13.

Wpływ zwiększenia stopnia burzliwości strugi opływającej profil lotniczy G Nr 1 [2]) *na położenia miejsca przejścia na górnej powierzchni profilu. Zwiększona burzliwość powoduje przesunięcie miejsca przejścia ku krawędzi natarcia.*



Ryc. 14.

Zależność $(c_x)_{c_y=0}$ *od R dla profilu lotniczego G 289 wedle pomiarów we Lwowie i w Göttingen. Zwrócić uwagę na wybitną różnicę wartości* $(c_x)_{c_y=0}$ *w zakresie przed i zakrytycznym.*

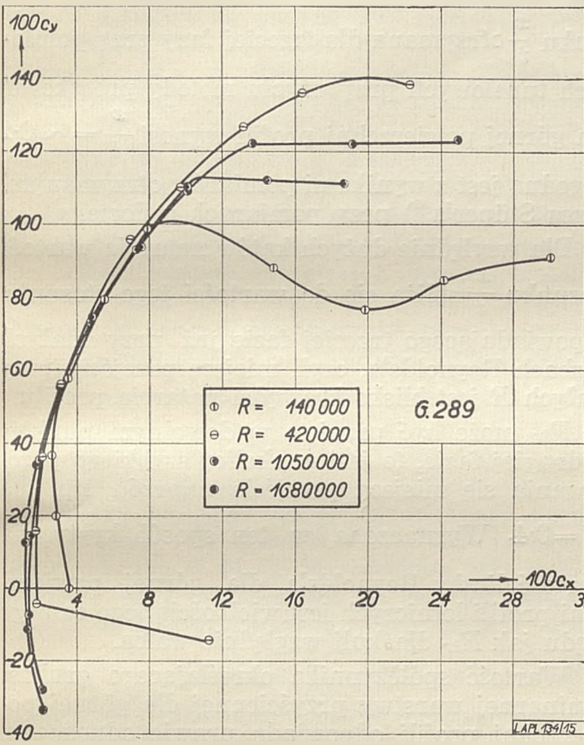
nej przesunięte jest do przodu, podobnie jak przy dużych liczbach Reynolds'a. Wobec tego biegunowe otrzymane przy różnych lecz małych liczbach Reynolds'a powinny się wyróżniać w okolicy c_y=
=0, zaś przy wielkich stosunkowo wartościach c_y,

[2]) Prandtl L. — Betz A., Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, III Liefer., str. 87, R. Oldenbourg, München — Berlin, 1927.

wyłączając naturalnie $c_{y\,max}$. powinny się zacierać różnice pomiędzy biegunowymi dla tego samego profilu. Ryc. 15 przedstawia wyniki pomiarów na profilu G 289 obrazujące omawiane warunki [3]).

6. Grubość laminarnej warstwy przyściennej.

Dla oceny grubości laminarnej warstwy przyściennej wyznaczono dla górnej powierzchni profili lotniczych w strudze płaskiej wartości $R_\delta = \frac{v\delta}{\nu}$ w 10 różnych przypadkach, gdzie δ oznacza mierzoną grubość warstwy proszku w okolicy przejścia tuż przed klinowatym zakończeniem, zaś v



Ryc. 15.

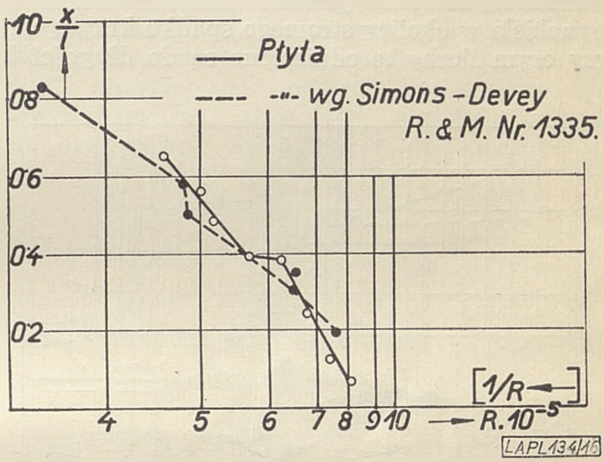
Biegunowe dla profilu lotniczego G 289 przy wzrastających liczbach Reynolds'a wedle pomiarów w Göttingen. Zwrócić uwagę na rozbieżność biegunowych w okolicy $c_y = 0$ i na zacieranie się różnic przy większych wartościach c_y (z wyłączeniem stanów przy oderwaniu).

prędkość strugi niezaburzonej. Otrzymano w ten sposób średnią wartość $R_\delta = \sim 1700$, a więc rzędu krytycznej liczby Reynolds'a dla przepływu cieczy przez rurociągi. Poza tym wyznaczono dla tych samych przypadków średnią wartość $R_x = \frac{v\,x}{\nu}$ dla miejsca przejścia, przy czym $R_x = \sim 140000$. Stosunek $\lambda = \frac{R_\delta}{\sqrt{R_x}}$, określający wartość grubości laminarnej warstwy przyściennej wynosi zatem średnio $\lambda = 4{\cdot}54$.

Jeślibyśmy przyjęli $R_\delta = \frac{u\,\delta}{\nu}$ i $R_x = \frac{u\,x}{\nu}$, gdzie u oznacza szybkość strugi w miejscu przejścia tuż poza warstwą przyścienną, co jest racjonalniejsze ze względu na zakrzywienie powierzchni profilu lotniczego, to zakładając np. średnio dla naszego wypadku $\frac{u}{v} = \sim 1{\cdot}2$, otrzymalibyśmy $\lambda' = \lambda\sqrt{\frac{u}{v}} = 1{\cdot}1\,\lambda = 4{\cdot}99$. Zaznaczamy, że wartość λ dla płyty, wyznaczona teoretycznie przez Kosmodemianskiego [4]), wynosi 4,9.

7. Badania na różnych ciałach.

Celem porównania wyników przedstawionej wyżej metody badania okolicy przejścia z wyni-



Ryc. 16.

Porównanie wyników pomiarów miejsc przejścia na płycie przeprowadzonych przy pomocy proszku we Lwowie i przy pomocy dymu czterochlorku tytanu w Anglii. (x — odległość od przedniej krawędzi w kierunku strugi, l — długość płyty).

kami zastosowanej w Anglii przez Simmons'a i Dewey'a [5]) optycznej obserwacji okolic przejścia przy pomocy czterochlorku tytanu, wyznaczono dla płyty zależność $\frac{x}{l} = f\left(\frac{1}{R}\right)$, gdzie l oznacza głębokość płyty w kierunku strugi (ryc. 16). Płytę tworzyła blacha cynkowa o grubości 0,9 *mm*, o wymiarach 100 *cm* × 42 *cm*, umieszczona pomiędzy dwiema równoległymi ścianami ustawionymi w kierunku strugi. Płyta była na przedniej krawędzi obustronnie i symetrycznie zaostrzona. Kąt natarcia płyty względem strugi wynosił $\alpha = 0^0$. Jak widoczne, pokrywają się oba różne pomiary wcale dobrze.

Analogiczne badania na kuli i na modelu sterowca wykazały wymienioną wyżej właściwość, a mianowicie nagły spadek krzywych $\frac{x}{l} = f\left(\frac{1}{R}\right)$

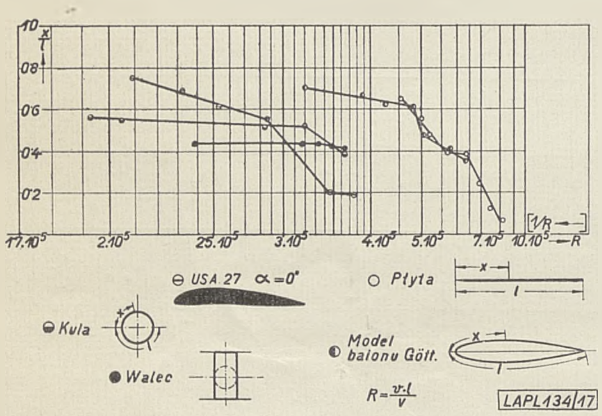
[3]) Prandtl L. — Betz A., l. c., I Liefer., 3 wyd., str. 59, R. Oldenbourg, München — Berlin, 1925.

[4]) Kosmodemianski A., Przybliżone całkowanie równania warstwy przyściennej przy opływie płyty, Nauk. Sprawozd. Uniwersytetu w Moskwie, Z. 2, 1934 (po rosyjsku).

[5]) Simmons G. — Dewey S., Photographic Records of Flow in the Boundary Layer, Rep. and Mem., Nr. 1335, 1930.

dla pewnych wartości R; l — oznacza długość mierzoną wzdłuż powierzchni, zaś $R = \frac{v.l}{\nu}$ (ryc. 17). Średnica kuli wynosiła 348 *mm*, największa średnica modelu sterowca 80 *mm*. Jest rzeczą charakterystyczną, że załamanie się krzywej dla kuli wystąpiło właśnie przy wartości R, odpowiadającej R_{kr} przy pomiarze burzliwości strugi metodą pomiaru ciśnienia w tyle kuli.

Zestawienie krzywych $\frac{x}{l} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ na ryc. 17 dla pięciu różnych ciał wykazuje następujące cechy: Krzywe dla profilu lotniczego (USA 27, $\alpha = 0^0$, powierzchnia górna), walca w strudze płaskiej (średnica walca $d = 246$ *mm*) i kuli ($d = 348$ *mm*) obejmują prawie ten sam zakres liczb Reynolds'a w okolicy stromego spadku krzywych, przy czym liczby te odniesione są do długości l



Ryc. 17.

Zestawienie krzywych $\frac{x}{l} = f\left(\frac{1}{R}\right)$ dla profilu lotniczego USA 27 ($\alpha = 0^0$), walca i płyty przy opływie dwuwymiarowym, tudzież dla kuli i modelu balonu-sterowca. R odniesiono do długości l wzdłuż powierzchni. Zwrócić uwagę na pokrywające się prawie zakresy R w okolicy stromego spadku krzywych dla profilu lotniczego, walca i kuli, tudzież na dobrą zgodność krzywych dla płyty i modelu sterowca.

wzdłuż powierzchni ciał; krzywe dla płyty i modelu sterowca prawie się pokrywają.

8. Zestawienie.

Resumując otrzymane wyniki, możemy stwierdzić, że badanie przejścia warstwy przyściennej laminarnej w burzliwą na górnej powierzchni profili lotniczych przy ruchu płaskim wykazało istnienie trzech faz: W pierwszej fazie przy małych R okolica przejścia postępuje wolno naprzód ku krawędzi natarcia wraz ze wzrostem R. W drugiej fazie miejsce przejścia przesuwa się szybko (w małym zakresie R) naprzód przy dalszym wzroście R. Trzecia faza wykazuje bardzo powolne postępowanie miejsca przejścia naprzód przy względnie dużych R. Średnia wartość stosunku $\frac{x}{t}$ otrzymana dla trzeciej fazy przy pomiarach tunelowych przy użyciu metody proszkowej dla górnej powierzchni profili wynosi $\frac{x}{t} = \sim 0{\cdot}2$ i zgodną jest z wynikami pomiarów otrzymanymi przez Stüper'a [6]) przy pomiarach w locie.

Dla względnie dużych kątów natarcia wartość stosunku $\frac{x}{t}$ zbliża się do wartości tego stosunku odpowiadającego trzeciej fazie już przy małych liczbach Reynolds'a, czyli miejsce przejścia przy małych R jest blisko krawędzi natarcia profilu.

R_{kr} może być przyjęte w dowolnym punkcie w drugiej fazie, to jest w okolicy szybkiego przesuwania się miejsca przejścia naprzód, np. dla $\frac{x}{t} = 0{\cdot}4$. Wyznaczona w ten sposób krytyczna wartość liczby Reynolds'a dla górnej powierzchni profili lotniczych jest wielkością tego samego rzędu jak R_{kr} dla kuli względnie walca.

Wartość spółczynnika określającego grubość laminarnej warstwy przyściennej dla górnej powierzchni profili odpowiada prawie odnośnemu spółczynnikowi wyznaczonemu teoretycznie dla płyty.

[6]) Stüper J., Untersuchungen von Reibungsschichten am fliegenden Flugzeug, Lufo, tom 11, str. 29, München, 1934.

Dr Inż. ZYGMUNT FUCHS

Wyznaczenie burzliwości wolnej atmosfery dla określenia efektywnej liczby Reynolds'a w tunelu aerodynamicznym.

La détermination de la turbulence de l'atmosphère libre pour évaluer le nombre effectif de Reynolds dans le tunnel aerodynamique.

On appelle coefficient de turbulence d'un courant d'air le rapport des valeurs critiques du nombre de Reynolds qui ont été obtenues par la mesure de la turbulence de l'air atmosphérique et par des essais sur une sphère dans le tunnel aérodynamique. Le produit du coefficient de turbulence et du nombre de Reynolds employé dans l'essai en soufflerie constitue le nombre „effectif" de Reynolds.

On a constaté que le nombre effectif de Reynolds peut, dans certains cas, être un critère de similitude pour certaines propriétés des profils d'aviation mesurées dans des courants d'air de différente turbulence. Ainsi, p. ex., la relation $c_{y\,max} = f(R)$ fournit des courbes différentes suivant le degrés de turbulence du courant de mesure. Toutefois, si l'on réduit R aux nombres effectifs de Reynolds

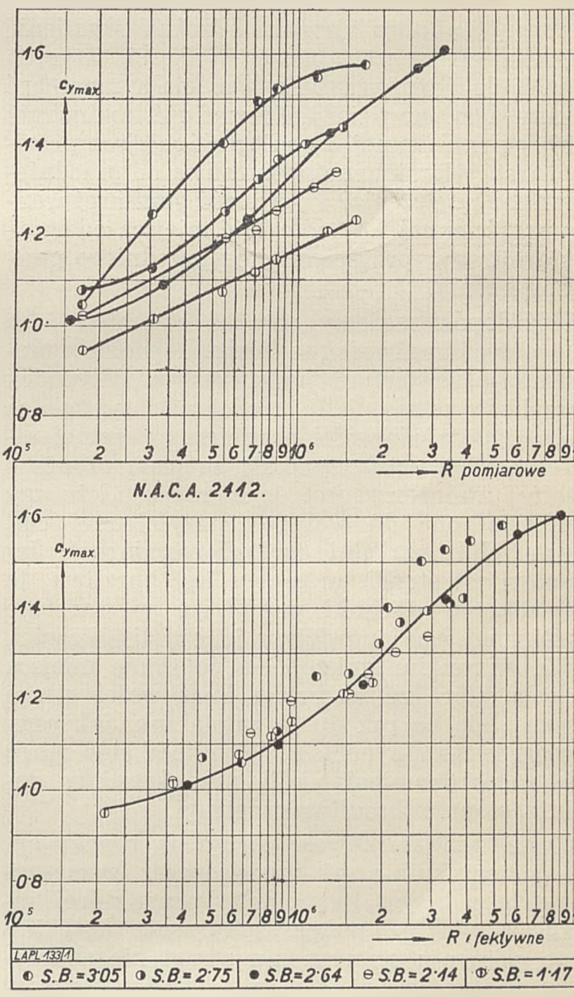
R_{ef}, les points de mesure des courbes particulières coïncident à peu près sur une seule courbe de $c_{y\,max} = f(R_{ef})$ ce qui prouve que la méthode de réduction qui a été employée, est bonne (fig. 1 [2)]). Il en résulte qu'il devrait être possible, en se servant d'une turbulence artificielle dans un tunnel de grandeur moyenne, d'y déterminer des coefficients aérodynamiques correspondant aux conditions en vol. De plus, en déterminant les coefficients de turbulence pour les tunnels existants, on pourrait mettre en concordance certains résultats concernant les profils d'aviation, en se servant des nombres effectifs de Reynolds.

Dans ce but, on a déterminé dans le Laboratoire Aérodynamique de l'Ecole Polytechnique de Lwów le coefficient de turbulence pour un tunnel dont le diamètre du courant était égal à un mètre. Les mesures ont été faites en se servant d'une sphère de bois de diamètre égal à 348 *mm*; la sphère possédait un petit orifice de mesure de 0,5 *mm* de diamètre à l'arrière et deux petits orifices latéraux dans les points où la pression statique pendant l'écoulement est égale à la pression statique du courant non perturbé. Les orifices de mesure étaient couvenablement reliés à un micromanomètre. Les orifices latéraux servaient à orienter la sphère dans le courant d'air ainsi qu'à obtenir la pression statique du courant non perturbé pour mesurer la sur — ou dépression dans l'orifice arrière (fig. 2).

Les mesures en atmosphère libre ont été effectuées sur une automobile Packard (phot. 1) en trois jours du mois de juillet 1938, entre 4 et 8 heures du matin, sur les chaussées aux alentours de Lwów. Les heures matinales ont été choisies afin de pouvoir effectuer les mesures dans une atmosphère calme. La fig. 3 donne les résultats de quelques mesures; on y a représenté la relation entre le rapport de la surpression Δp dans l'orifice arrière à la pression dynamique $\frac{\varrho v^2}{2}$ et le nombre de Reynolds $R = \frac{v d}{\nu}$ réduit au diamètre de la sphère. L'intersection de la courbe $\frac{\Delta p}{q} = f(R)$ avec l'axe de R détermine la valeur de R_{kr}. On voit que R_{kr} croît de la valeur 210.10^3 dans le tunnel aérodynamique, 379.10^3 en atmosphère libre dans un terrain dégagé et par faible vent, 396.10^3 dans un terrain boisé et par vent nul, jusqu'à la valeur 400.10^3 en atmosphère libre dans un terrain dégagé et par vent nul. En rase campagne sans bâtiments ni bois on a obtenu la valeur minimum $R_{kr} = 394.10^3$ et la valeur maximum $R_{kr} = 424.10^3$, donc en moyenne 409.10^3. En présence de bâtiments et de bois on a obtenu R_{kr} compris entre 324.10^3 et 350.10^3, donc en moyenne 337.10^3.

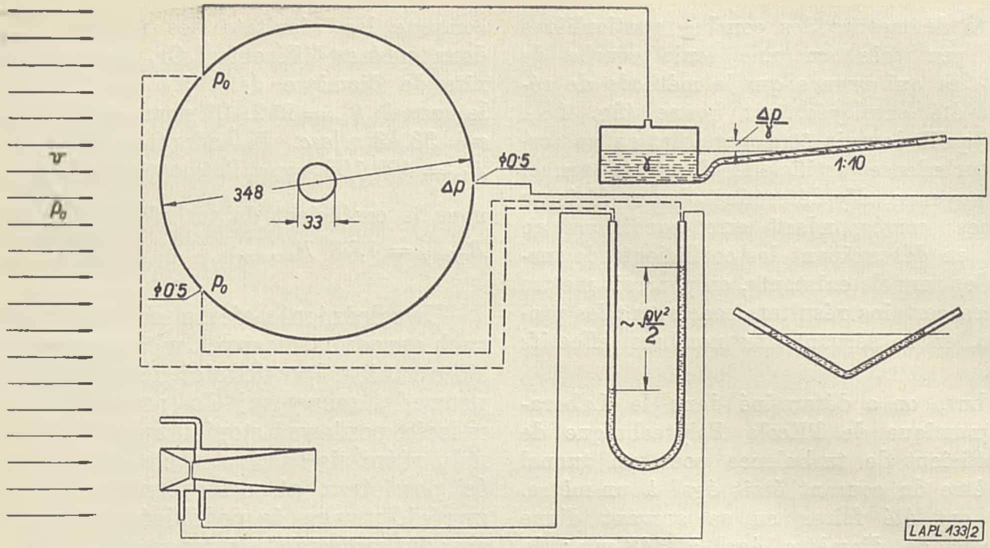
Dans le tunnel, la vitesse du courant d'air pour R_{kr} correspondant à une sphère de diamètre de 348 *mm* est égale à 9 *m/sec* environ, la vitesse de mesures dans le tunnel étant de 30 *m/sec* environ; à une petite vitesse du vent correspond cependant une plus forte turbulence du courant d'air. Pour obtenir le cofficient de turbulence, mieux vaut donc adopter le rapport de R_{kr} en atmosphère libre à R_{kr} d'une sphère de tel diamètre que la vitesse critique soit égale à la vitesse de mesures, malgré certaines inexactitudes qui existent du fait que l'on compare les résultats des mesures effectuées sur deux sphères différentes. Or, pour une sphère d'ébonite de diamètre de 119,6 *mm* on a obtenu dans le tunnel $R_{kr} = 252.10^3$ pour une vitesse du vent $v = 33{,}53$ *m/sec*. En adoptant donc la valeur de $R_{kr} = 400.10^3$ pour l'atmosphère libre, nous obtenons le coefficient de turbulence $\frac{400}{252} = 1{,}58$, d'où $R_{effectif} = 1{,}58\ R_{mesure}$.

Uwzględnienie efektu skalowego przy pomiarach aerodynamicznych w tzw. tunelach przez zastosowanie odpowiedniej liczby Reynolds'a R nie prowadzi zazwyczaj do poznania rzeczywistości w locie, ponieważ stopień burzliwości strugi w tunelu różni się bardzo często od stopnia burzliwości powietrza atmosferycznego. Należy bowiem zwrócić uwagę, że podobieństwo dwu wypadków aerodynamicznych wymaga pomiędzy innymi nietylko podobieństwa geometrycznego dwu ciał opływanych, lecz także i tych właściwości warstwy przyściennej, których rola jest dominująca



Ryc. 1.

Zależność $c_{y\,max}$ od pomiarowej liczby Reynolds'a R_{pom} przy różnych stopniach burzliwości (S. B.) strugi. Przez przeliczenie R_{pom} na efektywną liczbę Reynolds'a R_{ef} sprowadzamy zależność $c_{y\,max} = f(R)$ do jednej krzywej. (Wedle pomiarów w California Institute of Technology w U. S. A.).



Ryc. 2.

Schemat urządzenia do wyznaczenia stopnia burzliwości atmosfery przy pomocy kuli umieszczonej na samochodzie.

dla rozpatrywanego zjawiska. Można wymienić zwłaszcza cztery zasadnicze wielkości, których stosunek do rozmiaru liniowego ciała musi być ten sam, a mianowicie [1]): 1) grubość laminarnej warstwy przyściennej, 2) odległość miejsca przejścia warstwy laminarnej w burzliwą od przedniego punktu spiętrzenia, 3) grubość burzliwej warstwy przyściennej i 4) odległość miejsca oderwania się warstwy przyściennej od przedniego punktu spiętrzenia.

Otóż dopóki możemy uważać strumień jako pozbawiony burzliwości, to liczba Reynolds'a może stanowić kryterium podobieństwa. Wypadek ten zachodzi wtedy, jeśli właściwości strugi są podobne jak właściwości powietrza w wolnej atmosferze, gdyż przekonano się, że skala zaburzeń w wolnej atmosferze jest tego rodzaju, że nie przenikają one do warstwy przyściennej ciał opływanych o względnie małych rozmiarach. Jeśli natomiast struga w tunelu jest burzliwa, to zmieniają się warunki przepływu w warstwie przyściennej, a mianowicie w jej burzliwej części. Przede wszystkim zmienia się położenie miejsca przejścia, które ze wzrostem burzliwości strugi przesuwa się do przodu, a zatem tak, jak przy wzroście liczby Reynolds'a. Wyniknąć stąd mogą grube nieporozumienia, jeśli nie określimy dokładnie stopnia burzliwości strugi.

Określiwszy burzliwość strugi w tunelu np. przy pomocy kuli, a mianowicie przez wyznaczenie wartości liczby Reynolds'a, przy której ciśnienie w tylnym punkcie spiętrzenia kuli jest równe ciśnieniu statycznemu strugi niezaburzonej [2]), powinniśmy z kolei wyznaczyć w ten sam sposób burzliwość powietrza atmosferycznego przy pomocy kuli umieszczonej na samolocie albo na aucie. Średnica kuli powinna przy tym być w obu wypadkach taka sama, gdyż tzw. krytyczna wartość liczby Reynolds'a, którą w danym wypadku wyznaczamy, zależy w pewnej mierze także i od średnicy kuli. Stosunek obu krytycznych wartości liczb Reynolds'a otrzymanych przy pomiarze burzliwości powietrza atmosferycznego w wolnej atmosferze i w strudze pomiarowej tunelu określamy mianem spółczynnika burzliwości strugi („turbulence factor“). Mnożąc spółczynnik burzliwości strugi przez wartość liczby Reynolds'a, zastosowanej przy pomiarze tunelowym, otrzymujemy tzw. efektywną liczbę Reynolds'a („effective Reynolds Number“).

Gdyby wpływ burzliwości strugi na ogół wymienionych wyżej parametrów warstwy przyściennej był taki sam u kuli jak i u profili lotniczych, to efektywna liczba Reynolds'a mogłaby nam oddać nieocenione usługi, gdyż byłaby wskaźnikiem podobieństwa pomiędzy pomiarami aerodynamicznymi w strugach powietrza o różnych stopniach burzliwości. Niestety na ogół tak nie jest, ale wydaje się, że w niektórych przypadkach zachodzi przynajmniej częściowe podobieństwo pomiędzy zachowaniem się warstwy przyściennej na kuli i na profilach lotniczych. Dotyczy to zwłaszcza miejsca przejścia z warstwy laminarnej do burzliwej. O ile więc np. przesunięcie miejsca przejścia gra dominującą rolę na wystąpienie pewnego efektu aerodynamicznego, tak, że inne parametry mają tylko wpływ drugorzędny, to podobieństwo pomiędzy wpływem burzliwości na to przesunięcie u kuli i u profili lotniczych upoważnia nas do przyjęcia efektywnej liczby Reynolds'a jako przybliżonego miernika podobieństwa dla pomiarów odnośnych właściwości profili w strugach o różnym stopniu burzliwości.

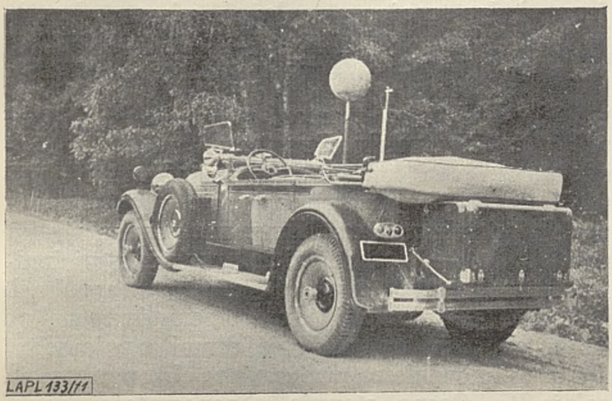
Okazało się np., że zależność $c_{y\,max}$ od pomiarowej liczby Reynolds'a jest zmienna wraz z burzliwością strugi w tunelu. Jeśli natomiast wyznaczymy zależność $c_{y\,max}$ od efektywnej liczby

[1]) Platt R. C., Turbulence Factors of N. A. C. A. Wind Tunnels as Determined by Sphere Test, N. A. C. A. Rep. Nr 558, 1936, str. 17.

[2]) Fuchs Z., W sprawie metody wyznaczania stopnia burzliwości strugi powietrza w tunelu aerodynamicznym, L. Czas. Lotn., Nr 7, 1935, str. 1—4.

Reynolds'a, to punkty pomiarowe pochodzące z różnych tuneli wzgl. z jednego tunelu, w którym sztucznie zmieniano stopień burzliwości przy pomocy siatek, leżą prawie na jednej krzywej (ryc. 1)[3]), co jest oznaką, że zastosowana metoda przeliczeniowa jest dobrą (z dużym przybliżeniem).

Dla uniknięcia nieporozumień należy tu dodać, że wpływ burzliwości strugi na zmianę $c_{y\,max}$ zanika stopniowo wraz z malejącą liczbą Reynolds'a, tak, że przy pomiarze profili w bardzo ma-



Fot. 1.

Samochód, na którym przeprowadzono badania stopnia burzliwości atmosfery.

łych tunelach nie należy się spodziewać tego efektu. Jest to zapewne wynikiem faktu, że laminarna warstwa przyścienna odrywa się zanim burzliwa zdołała powstać; wiadomo zaś, że burzliwość strugi zewnętrznej nie przenika do warstwy laminarnej.

Z powyższego wynika, że w średnim tunelu możnaby wyznaczać niektóre spółczynniki aerodynamiczne odpowiadające warunkom w locie przez wprowadzenie sztucznej burzliwości. Byłoby to znacznym rozszerzeniem zakresu użyteczności tych tuneli. Poza tym przez wyznaczenie spółczynników burzliwości dla istniejących współcześnie tuneli można będzie porównywać niektóre wyniki pochodzące z różnych tuneli i uzgadniać je, wprowadzając efektywne liczby Reynolds'a.

Mając na oku ten wzgląd, wyznaczono w Laboratorium Aerodynamicznym Politechniki Lwowskiej spółczynnik burzliwości dla tunelu o średnicy strugi wynoszącej 1 *m*. Pomiary przeprowadzono przy pomocy kuli o średnicy wynoszącej 348 *mm*, wykonanej z drzewa. Kula zaopatrzona była w trzy otworki pomiarowe o średnicy 0,5 *mm*, rozmieszczone w płaszczyźnie poziomej, z których jeden znajdował się w tylnym punkcie spiętrzenia kuli, zaś pozostałe w dwu punktach po obu stronach przedniej powierzchni kuli, w których w czasie opływu ciśnienie statyczne równa się ciśnieniu statycznemu strugi niezaburzonej. Do otworków pomiarowych doprowadzone były od wnętrza przewody, które zostały wyprowadzone na zewnątrz przez rurę o średnicy 33 *mm*, ustawioną prostopadle do płaszczyzny przechodzącej przez otworki pomiarowe i służącą zarazem do ustalenia położenia kuli (ryc. 2).

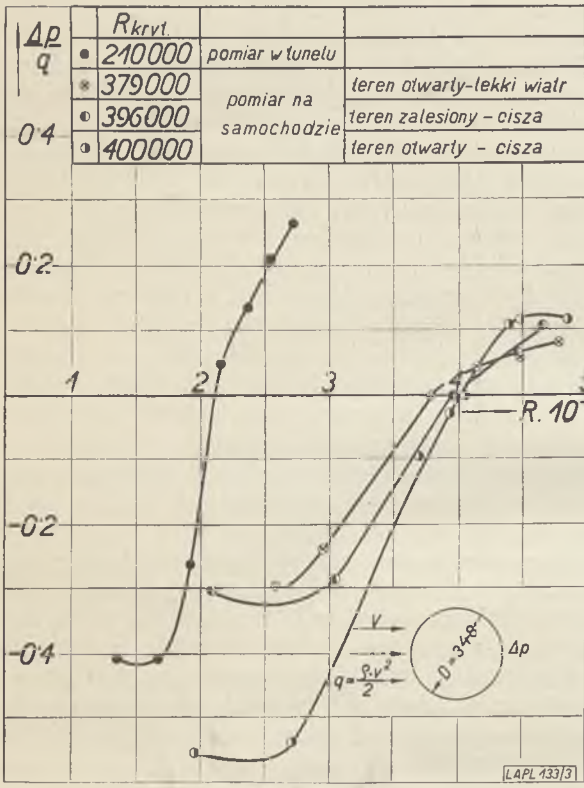
Pomiary w wolnej atmosferze przeprowadzono na osobowym samochodzie marki Packard o mocy silnika $N = 100$ KM. Kulę pomiarową zmontowano na samochodzie, jak na fot. 1. Celem ustawienia kuli w czasie jazdy we właściwe położenie załączano oba otworki boczne do obu końców manometru w postaci rurki *U* (ryc. 2) i obracano kulę dokoła osi pionowej aż poziomy cieczy w manometrze wyrównały się; było to oznaką, że otworek tylny znajdował się w odpowiednim położeniu względem strugi powietrza. Następnie dobierano tak szybkości jazdy, aby różnica Δp pomiędzy ciśnieniem w tylnym otworku na kuli i jednym z bocznych otworków przechodziła z podciśnienia w nadciśnienie, co uzyskiwano przez powiększenie szybkości jazdy. Różnicę ciśnień Δp mierzono przy pomocy mikromanometru z rurką pochyłą dającego 10-krotne powiększenie słupa cieczy. Szybkość jazdy odczytywano na manometrze połączonym z dyszką lotniczą umieszczoną na oprofilowanym wysięgniku. Tablica pomiarowa, umieszczona w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku jazdy, posiadała ponadto rurkę w kształcie litery *V* wypełnioną częściowo cieczą, która służyła do kontroli poziomu w płaszczyźnie rurek manometrycznych. Odczyty uskuteczniało dwu obserwatorów, a poza tym dla kontroli utrwalano poziomy w manometrach na taśmie filmowej.

Pomiary przeprowadzono w trzech dniach w lipcu 1938 r. między godziną 4 i 8 rano na szosach w okolicach Lwowa, przy czym tak wczesne godziny wybrano celem możności pomiaru w możliwie spokojnej atmosferze. Wyniki niektórych wybranych pomiarów przedstawia ryc. 3, na której naniesiono zależność stosunku nadwyżki ciśnienia Δp w tylnym otworze do ciśnienia prędkości $q = \frac{\varrho v^2}{2}$ od wielkości liczby Reynolds'a $R = \frac{v \cdot d}{\nu}$, odniesionej do średnicy kuli. Przecięcie krzywej $\frac{\Delta p}{q} = f(R)$ z osią R podaje nam wartość R_{kr}. Widoczne jest, że R_{kr} wzrasta od wartości w tunelu do R_{kr} w wolnej i spokojnej atmosferze. Zabudowania w pobliżu szosy, wzgl. drzewa przydrożne, obniżają już wartość R_{kr}. Analogiczny wynik otrzymano też w Niemczech przy pomiarach samochodowych [4]). W spokojnym powietrzu na otwartej przestrzeni przy braku zabudowań i drzew otrzymaliśmy najniższą wartość $R_{kr} = 394.10^3$, zaś najwyższą $R_{kr} = 424.10^3$ czyli średnio $R_{kr} = 409.10^3$; przy drzewach i zabudowaniach otrzymano R_{kr} w granicach między 324.10^3 do 350.10^3, a więc średnio $R_{kr} = 337.10^3$. Pomiary przeprowadzone w Niemczech na samolocie i na samochodzie wykazały zgodne wyniki odnośnie do R_{kr}, a mianowicie w atmosferze bez przeszkód otrzymano dla obu różnych pomiarów $R_{kr} = 395.10^3$ do 405.10^3; wyniki te odpowiadają w zupełności naszym.

[3]) Platt, l. c., str. 17.

[4]) Hoerner S., Versuche mit Kugeln betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit, Lufo XII, 1935, str. 52.

R_{kr} z pomiaru burzliwości strugi w tunelu przy pomocy tej samej kuli tj. o średnicy 348 *mm* wypadło równe 210.10^3, co odpowiada szybkości



Ryc. 3.

Krzywe $\frac{\Delta p}{q} = f(R)$, określające zależność stosunku nadwyżki ciśnienia w tylnym otworku na kuli do ciśnienia prędkości od liczby Reynolds'a w różnych warunkach. Punkty przecięcia z osią R określają R_{kr}.

strugi równej około 9 *m/s*. Ponieważ przekonano się wielokrotnie, że przy małej szybkości strugi w tunelu występuje zwiększona burzliwość strugi [5]), powinniśmy dla obliczenia spółczynnika burzliwości strugi przyjąć R_{kr} dla kuli odpowiadające szybkości strugi w tunelu stosowanej przy pomiarach aerodynamicznych, a więc około 30 *m/s*. Otóż dla kuli o średnicy 119,6 *mm*, wykonanej z masy ebonitowej, otrzymano z pomiaru $R_{kr}=252.10^3$ przy szybkości strugi v=33,53 *m/s*. Zatem stosunek R_{kr} dla wolnej i spokojnej atmosfery, które możemy założyć równe okrągło 400.10^3, do wartości $R_{kr}=252.10^3$ czyli $\frac{400.10^3}{252.10^3} =$ $= 1{,}58$ podaje nam wartość spółczynnika burzliwości strugi w tunelu. Przy tym popełniamy jednak pewien błąd, który wynika z porównania wyników pomiarów na dwu kulach o różnych średnicach, co, jak zaznaczyliśmy, ma pewien wpływ na wielkość R_{kr}, a mianowicie przy większej średnicy wypada przy równych zresztą warunkach mniejsze R_{kr}. Z drugiej jednak strony duży wpływ na R_{kr} posiada też gładkość danej powierzchni kuli, a mianowicie ze wzrastającą chropowatością maleje R_{kr}. Ocena stopnia chropowatości danej powierzchni nie jest jednak taka prosta, gdyż właściwie ma tu znaczenie tzw. gładkość aerodynamiczna zależna od stosunku wzniesień do grubości laminarnej podwarstwy przyściennej. Zważywszy ponadto, że pewien wpływ na wielkość R_{kr} mają też drgania wzgl. wstrząsy kuli pomiarowej, które znowu zmniejszają wartość R_{kr}, a są też trudne do ujęcia cyfrowego, musimy na razie zadowolić się przytoczonym obliczeniem spółczynnika burzliwości dla strugi w tunelu przy prędkościach użytkowych.

Wobec tego efektywna wartość liczby Reynolds'a dla tunelu lwowskiego wynosi $R_{ef} = 1{\cdot}58 R_{pom.}$

[5]) Hoerner, l. c., str. 46.

Dr Inż. ZYGMUNT FUCHS

Przystosowanie kanału wodnego dla otrzymania obrazów opływów potencjalnych.

L'adaptation du canal d'eau à obtenir des images des écoulements potentiels.

Afin d'obtenir dans un canal d'eau des images des écoulements potentiels autour des corps d'après la méthode de Hele-Shaw, on a suspendu une plaque de verre le long de la partie de mesure du canal tout près du miroir de l'eau, de façon que l'épaisseur de la couche de l'eau s'écoulant sur la surface supérieure de la plaque ne dépasse pas 1 *mm* (fig. 1). En plaçant sur la plaque le modèle du corps essayé d'épaisseur de 2 *mm* et en saupoudrant la surface de l'eau de poudre d'aluminium, on a obtenu des images du mouvement potentiel autour de ces corps (phot. 1—5). La vitesse d'écoulement de l'eau ne dépassait pas 10 *cm/sec.*

Jest rzeczą ogólnie znaną, że przepływ cieczy pomiędzy dwiema równoległymi płytami przy przeważającej lepkości, a zatem przy znikomo małych siłach bezwładności, umożliwia nam otrzymanie takiego samego obrazu linij prądu, jak przy dwuwymiarowym ruchu potencjalnym. Ponieważ bowiem średnia wartość szybkości przepływu w warstwie cieczy pomiędzy płytami może być założona jako proporcjonalna do spadku ciśnienia p w kierunku szybkości przepływu, czyli składowe szybkości

$$u = -k\frac{\partial p}{\partial x}, \quad v = -k\frac{\partial p}{\partial y},$$

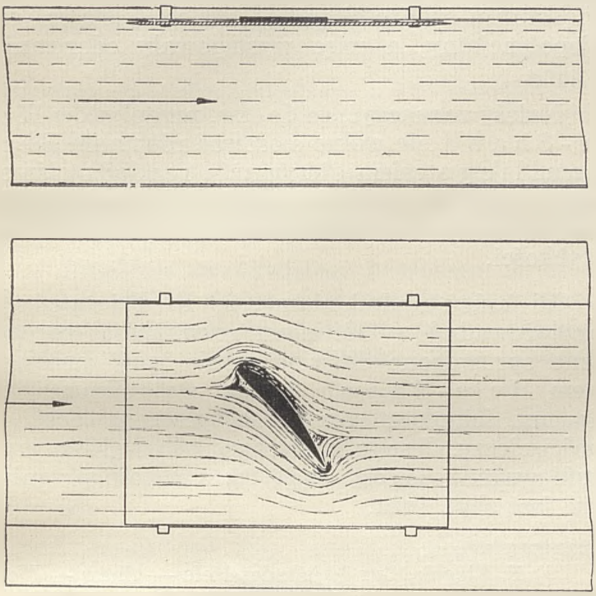
przeto przy uwzględnieniu warunku ciągłości cieczy

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0,$$

a zatem analogię do znanego równania Laplace'a dla potencjału szybkości przy płaskim ruchu cie-

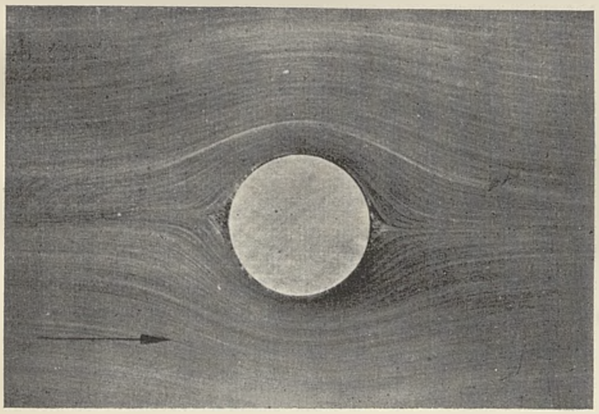


Ryc. 1.

Schemat urządzenia w części pomiarowej kanału wodnego dla otrzymania obrazów opływu przy ruchu potencjalnym. Tuż pod zwierciadłem cieczy zawieszona jest szklana płyta, na której spoczywa model o grubości 2 mm; na płycie warstwa wody o grubości 1 mm.

czy pozbawionej tarcia. Wobec tego linie prądu tworzą układ trajektoryj ortogonalnych do układu krzywych $p = const.$

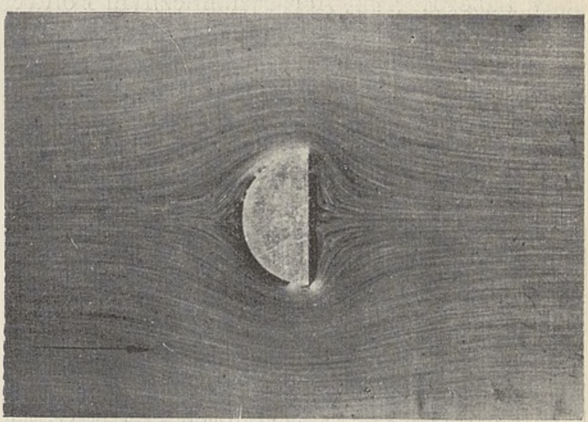
G. G. Stokes zwrócił pierwszy uwagę na ten stan rzeczy, zaś Hele-Shaw zastosował go



Fot. 1.

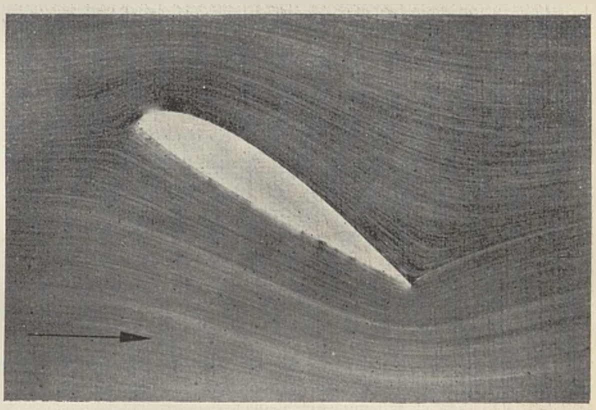
Opływ potencjalny walca przy ruchu dwuwymiarowym w kanale wodnym wedle zasady Hele-Shaw'a. Kierunek strugi od lewej ku prawej.

praktycznie. Następnie F. Prášil otrzymywał w podobny sposób obrazy ruchu potencjalnego,



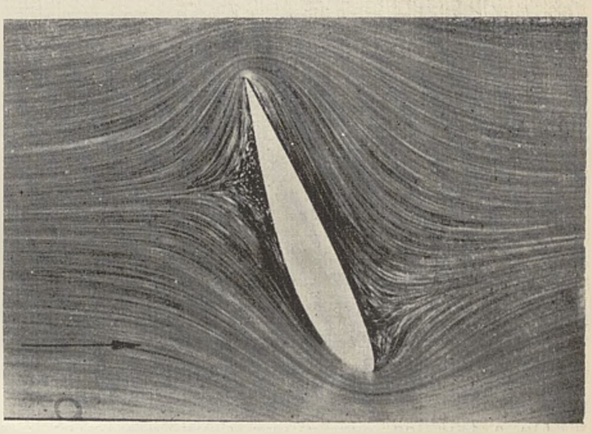
Fot. 2.

Opływ potencjalny półwalca przy ruchu dwuwymiarowym w kanale wodnym wedle zasady Hele-Shaw'a. Kierunek strugi od lewej ku prawej.



Fot. 3.

Opływ potencjalny profilu lotniczego przy dużym kącie natarcia przy ruchu dwuwymiarowym w kanale wodnym wedle zasady Hele-Shaw'a. Kierunek strugi od lewej ku prawej.

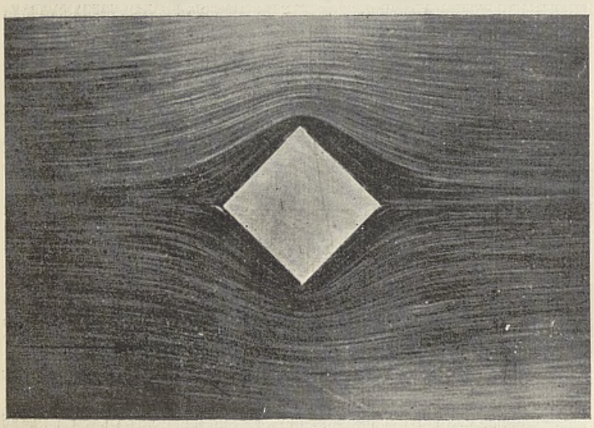


Fot. 4.

Opływ potencjalny profilu lotniczego przy bardzo dużym kącie natarcia ($\sim 245^0$) przy ruchu dwuwymiarowym w kanale wodnym wedle zasady Hele-Shaw'a. Kierunek strugi od lewej ku prawej.

a mianowicie przy pomocy cienkiej warstwy wody pokrywającej dno dużego płaskiego naczynia.

W Laboratorium Aerodynamicznym Politechniki Lwowskiej znajduje się mały kanał wodny z okrężnym przepływem cieczy do studium opływów ciał przy ruchu dwuwymiarowym przez obserwację obrazów linij prądu na powierzchni wody. Dla otrzymania obrazów opływu przy ruchu potencjalnym wedle powyższej metody zawieszono wzdłuż części pomiarowej w kanale wodnym tuż pod zwierciadłem cieczy szklaną płytę tak, aby wzdłuż górnej powierzchni płyty przepływała warstwa wody nie grubsza aniżeli 1 *mm* (ryc. 1). Po umieszczeniu na płycie modelu badanego ciała o grubości 2 *mm* i posypaniu powierzchni cieczy proszkiem aluminium otrzymano obrazy ruchu potencjalnego dokoła tych ciał (fot. 1—5). Szybkość przepływu cieczy była mała i nie przekraczała 10 *cm/s*. Przy zwiększeniu grubości warstwy wody na płycie szklanej względnie przy powiększaniu szybkości przepływu ruch stawał się niepotencjalny, a więc występowały oderwania i wiry.



Fot. 5.

Opływ potencjalny graniastosłupa o przekroju kwadratowym, ustawionego w kierunku strugi wedle przekątni, przy ruchu dwuwymiarowym w kanale wodnym wedle zasady Hele-Shaw'a. Kierunek strugi od lewej ku prawej.

Należy zaznaczyć, że do tzw. przepływów Hele-Shaw'a nie wolno stosować równania Bernoulli'ego celem otrzymania rozkładu ciśnienia z rozkładu szybkości, gdyż w danym wypadku panuje tu stale spadek ciśnienia w kierunku szybkości.

W końcu nadmieniamy, że F. Riegels[1]) przeprowadził w Göttingen rozważania teoretyczne sprawdzone doświadczalnie nad przepływem Hele-Shaw'a dokoła walca pomiędzy dwiema ściankami przy uwzględnieniu bezwładności cieczy. Jest to konieczne, jeśli bądź to grubość warstwy cieczy bądź też szybkość przepływu jest zbyt duża.

[1]) F. Riegels, Zur Kritik des Hele — Shaw — Versuchs, Z. A. M. M. t. 18, 1938, zesz. 2.

PRACE INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA i MOTOSZYBOWNICTWA

Inż. W. STĘPNIEWSKI

Pomiar kąta skręcenia płata w locie[1]).

La mesure de l'angle de torsion de l'aile en vol.

Le but des mesures était le suivant:

A) La détermination des déformations de torsion de l'aile d'un planeur à un et à deux longerons en vol piqué ou dans les états du vol voisins du piqué.

B) La comparaison des déformations réelles avec celles prévues par les calculs.

C) La détermination de l'accroissement réel de la vitesse (de la pression dynamique) en fonction de altitude et du temps lors du vol piqué ou plané.

D) La comparaison de l'allure réelle du mouvement accéléré avec les allures théoriques.

On a fait les essais sur deux planeurs: à un longeron *ITS*-IV *b* (fig. 1) et à deux longerons *CW*-7 (fig. 2). En se servant d'un dispositif de mesure composé d'une tige rigidement liée avec l'extrémité de l'aile (fot. 1) et d'un appareil cinématographique (fot. 2) et en mesurant la vitesse, l'altitude, ainsi que, dans certains essais, les accélérations normales, on a obtenu les déformations (de torsion et de flexion) en fonction de la vitesse et du temps (fig. 3 — planeur à un longeron; fig. 4; 5 — planeur à deux longerons). Pour le planeur à un longeron (à profil concave) la torsion maximum avait lieu dans le glissement sur la queue. La fig. 8 donne la comparaison des torsions réelles en vol piqué avec celles calculées; la courbe en trait plein correspond au calcul ne tenant compte que du travail à la torsion du caisson seul, la courbe en trait pointillé correspond au calcul tenant compte de la coopération du petit longeron auquel est attaché l'aileron. Les fig. 9 et 10 présentent l'allure réelle et théorique de l'accroissement de la vitesse en vol plané ou piqué en fonction de l'altitude et du temps.

[1]) Pomiary przeprowadzono przy współpracy: Inż. Inż. Nowicki i Leśniak — obliczenia; Żabski i Mynarski — piloci pomiarowi; Jan Pospolita — fotografia.

Dans les conclusions finales, on constate que dans le calcul des efforts auxquels le planeur est soumis en vol on doit prendre en considération simultanément la flexion et la torsion. Il faut tendre à la plus grande possible rigidité de l'aile à la torsion. En déterminant la vitesse maximum admissible du vol piqué, on doit l'adopter comme la vitesse que le planeur atteint au bout de 9 à 10 secondes du vol piqué (la vitesse initiale étant nulle).

Cel pomiarów.

Celem podjętych pomiarów było:

a) Ustalenie odkształceń skrętnych skrzydła szybowca jednodźwigarowego i dwudźwigarowego w locie nurkowym lub w stanach zbliżonych do tej kategorii lotu.

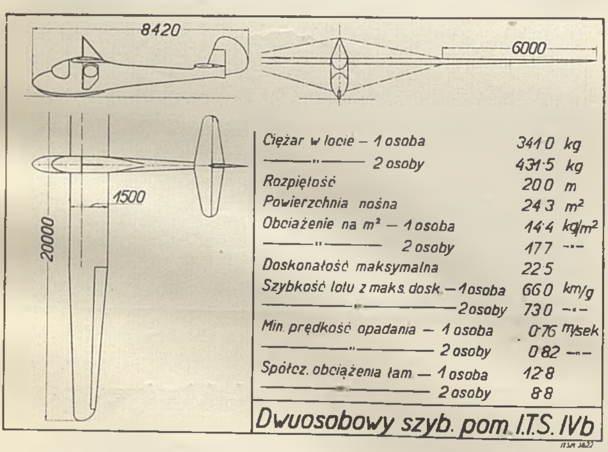
b) Sprawdzenie stopnia zgodności odkształceń rzeczywiście występujących w locie z wielkościami przewidzianymi na podstawie obliczeń.

c) Ustalenie rzeczywistego przebiegu narastania szybkości (a raczej ciśnienia dynamicznego) jako funkcyj wysokości i czasu gdy szybowiec znajduje się w locie nurkowym lub w stanach bliskich jego.

d) Porównanie rzeczywistego rozpędzania się maszyny w locie nurkowym lub w stanach bliskich nurkowania z teoretycznymi przebiegami zjawiska.

Sprzęt i przyrządy oraz sposób przeprowadzenia pomiarów.

Maszyny jednodźwigarowe w pomiarach reprezentował dwuosobowy szybowiec pomiarowy ITS - IV *b*. Jest to typowy przedstawiciel maszyn jednodźwigarowych o pracującym na skręcanie kesonie przednim. Całkowity moment skręcający działający na skrzydło jest odbierany dopiero w miejscu połączenia skrzydła z kadłubem.

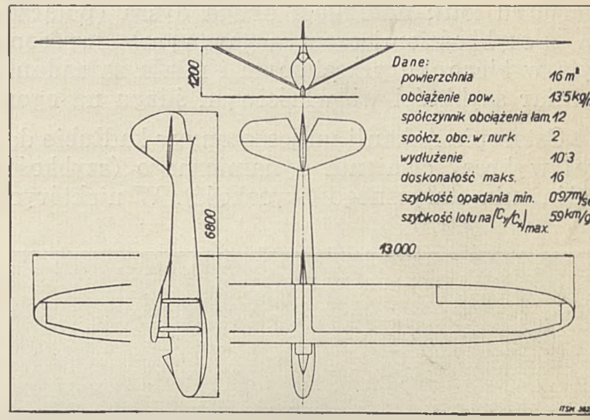


Ryc. 1.

Dwuosobowy szybowiec pomiarowy ITS- IV b o skrzydłach jednodźwigarowych.

Charakterystyki główne i wymiary podane są na ryc. 1. Pomiary przeprowadzono w jedną osobę.

Maszyny dwudźwigarowe reprezentował szybowiec akrobacyjny jednoosobowy CW 7 (ryc. 2). Skrzydło tego szybowca było podparte dwoma równoległymi zastrzałami usztywnionymi skrzyżowanymi drutami. Czyli moment skręcający częściowo odbierały zastrzały, a częściowo połączenie kadłuba ze skrzydłem. Pokrycie przedniego kesonu stanowiła sklejka, która na górze skrzydła dochodziła do drugiego dźwi-



Ryc. 2.

Szybowiec akrobacyjny CW-7 o skrzydle dwudźwigarowym.

gara. Skrzydło tak skonstruowane tj. dwudźwigarowe daleko podparte zastrzałami oraz ze znacznym pokryciem sklejkowym powinno było okazać dużą sztywność na skręcanie, co też zostało potwierdzone przez doświadczenie.

U r z ą d z e n i e p o m i a r o w e składało się z pręta sztywno związanego z końcem płata, fot. 1, oraz aparatu filmowego. Właściwy pręt pomiarowy (ustawiony mniej więcej prostopadle do cięciwy profilu ostatniego żebra), oraz podtrzymujący go zastrzał były przymocowane do krańcowego żebra. Całość została usztywniona drutami ze ściągaczami zaczepionymi do praktycznie nieodkształcającego się pokrytego sklejką końca skrzydła. Pręt pomiarowy pomalowano na jednakowe odcinki (po 5 *cm*) białe i czarne co ułatwiało znajdowanie strzałki ugięcia płata w locie.

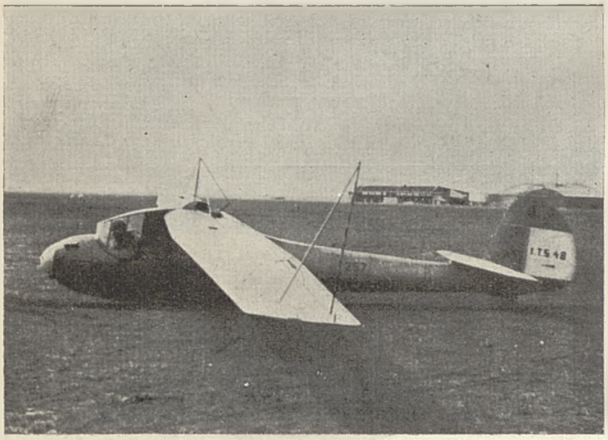
Drugi zasadniczy element urządzenia pomiarowego normalno-taśmowy aparat filmowy (marka Devri; siła światła 2,8; szybkość przesuwu taśmy 14 klatek na sekundę), umieszczony był sztywno na kadłubie między skrzydłami (fot. 2).

Aparat filmowy trzeba było osłonić odpowiednim owiewkiem, gdyż brak jego wywoływał oderwania powodujące drgania opierzenia. Układ od niesienia dla odczytywania odkształceń skrzydła (skręceń i ugięć) stanowił krzyż pajęczy umieszczony bezpośrednio przed taśmą filmową. Aparat filmowy uruchomiał i zatrzymywał pilot bowdenem przy pomocy dźwigni umieszczonej na drążku sterowym. Uruchomienie aparatu filmowego (co było zarazem zaznaczeniem początku pomiaru na przyrządach pomiarowych) włączało prąd w „topach" znaczących początek pomiaru w przyrządach umieszczonych w kadłubie.

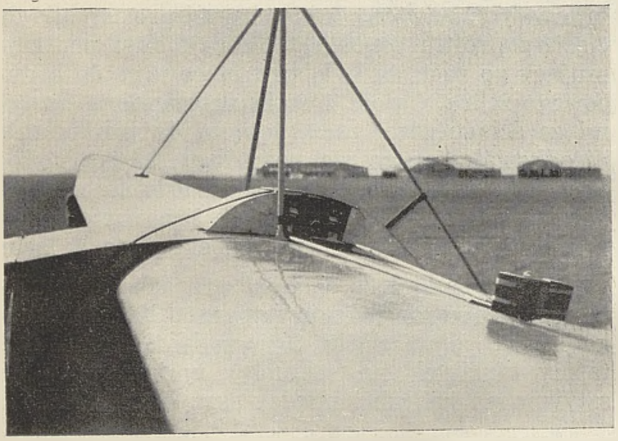
P r z y r z ą d y p o m i a r o w e użyte były następujące: w zasięgu obiektywu aparatu filmo-

wego znajdowały się umieszczone w odległości ok. 1 *m* stoper i szybkościomierz zegarowy (fot. 4 *b*), ten ostatni przyrząd użyto ze względu na mniejsze opóźnienie skazań, aniżeli w przyrządach piszących. Na wieżyczce w strudze niezaburzonej były umieszczone dwie dysze szybkościomierza (fot. 3), przy czym jedna z dysz (połączona z szybkościopisem) była zwrócona w normalnym kierunku lotu; natomiast druga dysza (połączona z szybkościomierzem zegarowym) zwrócona była w kierunku przeciwnym i miała za zadanie pomiar szybkości we właściwym ślizgu na ogon.

Czteropis Askanii umieszczony w kadłubie dawał wykresy ciśnienia dynamicznego (szybkość) i ciśnienia statycznego (wysokość). W niektórych



Fot. 1.
Pręt pomiarowy na końcu skrzydła.



Fot. 2.
Umieszczenie aparatu filmowego.

lotach używano dodatkowo czułego 1000 *m* baragrafu Askanii. W pewnej serii pomiarów użyto na szybowcu ITS IV *b* ciężarowego przyśpieszeniopisu ustawionego w kadłubie blisko środka ciężkości i notującego przyspieszenia normalne do cięciwy płatów.

P o m i a r s t a r a n o s i ę p r z e p r o w a d z i ć przy pogodzie możliwie jasnej ze względu na konieczność stosowania dużych przesłon w obiektywie aparatu filmowego, by otrzymać ostry obraz zarówno bliskich (ok. 1 *m*) przyrządów jak i pręta odległego o 9—7 *m*. Dalsze doświadczenia pokazały, że pomiary przeprowadzone przy niebie pokrytym chmurami i typu warstwowego (fot. 4 *a*), pozwalają dość dobrze określić położenie maszyny względem horyzontu, co poza kontrolą stanu lotu (nurkowy, bliski nurkowego, stromy, ślizgowy) pozwalało w połączeniu ze wskazaniami szybkościopisu i barografu na określenie przybliżonego toru lotu. Normalny horyzont (ziemia) wychodził na zdjęciach znacznie mniej wyraźnie i trudno było nim posługiwać się dla określenia położenia maszyny.

Szybowiec wyciągano na wysokość ok. 1000 *m* zaś pomiar właściwy wykonywano na wysokości 800—500 *m* (poniżej 500 *m* ewolucji pomiarowych nie wykonywano i pilot schodził normalnie do lądowania). Przebieg pomiaru był następujący: Pilot rozpędzał w locie ślizgowym szybowiec do prędkości ok. 90—120 *km/godz.*, poczym



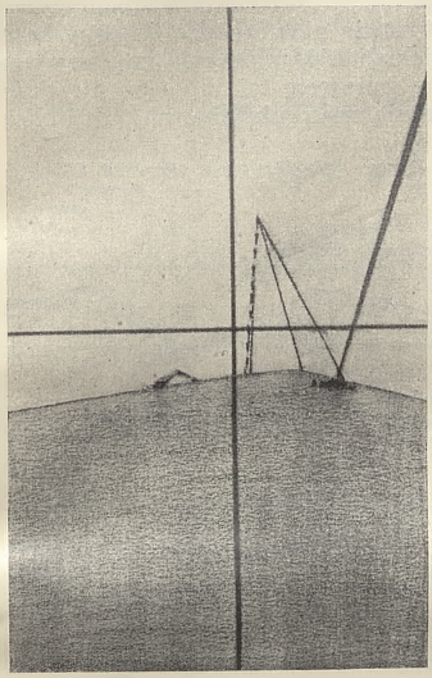
Fot. 3.
Umieszczenie dysz szybkościomierzy.

wykonywał ślizg na ogon. Po wyjściu z którego przetrzymywał szybowiec w locie nurkowym do osiągnięcia szybkości rzędu 140 *km/godz.* poczym po mniej lub więcej raptownym wyrwaniu przechodził w normalny lot ślizgowy.

Aparat filmowy uruchamiano bezpośrednio przed rozpoczęciem pikowania przed ślizgiem na ogon. Cały cykl manewrów w ciągu jednego lotu powtarzano na ogół dwukrotnie, przy czym filmowano zazwyczaj drugi przebieg.

Dla sprowadzenia wyników pomiaru do atmosfery wzorcowej przed rozpoczęciem pomiaru, lub też bezpośrednio po jego ukończeniu odczytywano temperatury i ciśnienie na ziemi. W niektórych lotach robiono poza tym sondaż temperatury co 100 *m* wysokości.

Odczytywanie wielkości kąta skręcenia uskuteczniano rzucając na ekran obraz filmowy i mierząc kąt pomiędzy krzyżem pajęczym a prętem na ziemi (położenie zerowe), oraz w powietrzu.



Fot. 4 a.

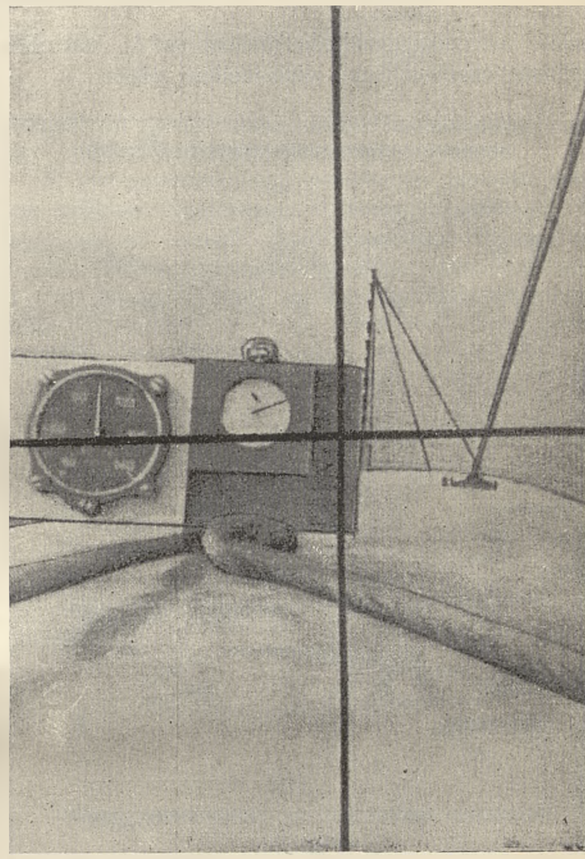
Przykłady zdjęć filmowych z pomiarów. Dzięki obecności chmur warstwowych można ustalić położenie maszyny względem horyzontu.

Ustalenie ugięcia płata uskuteczniano przez obliczenie ilości odcinków białych i czarnych, jakie przesuwały się poza kreskę poziomą krzyża w stosunku do położenia na ziemi.

Odczytywanie filmu przeprowadzono początkowo przy pomocy zwykłego aparatu projekcyjnego rzucając obraz na ekran, następnie przy pomocy specjalnego aparatu od odczytywania filmów firmy Leitz, pracującego również na zasadzie projekcji na ekran.

Okazało się, że przy szybkości przesuwu taśmy filmowej — 14 klatek na sekundę, wystarczało dla otrzymania ciągłych wykresów odczytywać co 5 klatkę. Wyniki odczytów nanoszono jako funkcje czasu, dzięki czemu mając top i znając szybkość posuwu bębnów, można było przeprowadzić synchronizację wskazań utrwalonych na taśmie z zapisami przyrządów samopiszących. Przedstawiając skręcenia, ugięcia, przyspieszenia i szybkości jako funkcje czasu, (ryc. 3; 4; 5) można ustalić dalsze interesujące nas zależności jak np. kąta skręcenia od szybkości, nurkowania itp. Poza tym dla ITS-IV *b* określono przybliżony tor lotu szybowca, posługując się wykresami barografu, szybkościomierza, oraz mierząc jeszcze ew. pochylenia szybowca względem horyzontu.

Promienie krzywizny poszczególnych łuków toru, sprawdzono obliczając je jako odpowiadające zarejestrowanym szybkościom stycznym



Fot. 4 b.

Przykłady zdjęć filmowych z pomiarów.

(szybkość lotu) i przyspieszeniom normalnym zanotowanymi przez przyspieszeniomierz.

Wybierając z barogramek i rejestracji szybkościopisu miejsca odpowiadające możliwie najbardziej stanowi lotu bliskiemu nurkowego otrzymano przebieg praktycznego narastania prędkości jako funkcje wysokości i czasu (ryc. 9; 10). Wyniki przedstawiono w atmosferze wzorcowej.

W dokładności pomiarów pewne obiekcje mogło nasuwać umieszczenie na końcu skrzydła pręta pomiarowego, oraz instalacji usztywniającej go, co np. w locie dawało moment przeciwny działającemu na skrzydła. Błąd stąd wynikający, można określić, przeprowadzając następujące obliczenie. Przyjmując oznaczenia jak na ryc. 6, moment pręta i urządzenia usztywniającego określi zależność:

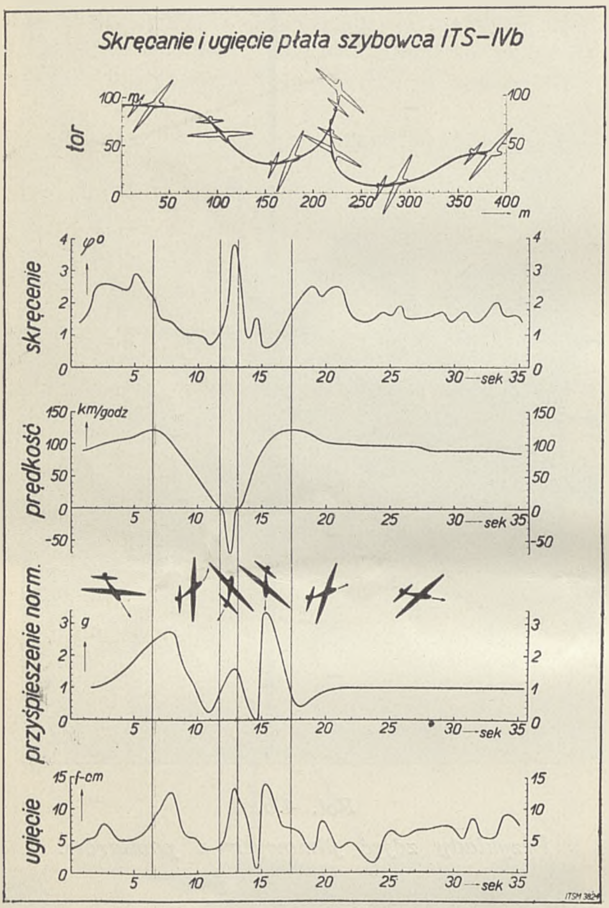
$$M_{pr} = l_{pr}\, d_{pr}\, \frac{l_{pr}}{2}\, c_x\, q + 2\, l_{dr}\, d_{dr}\, \frac{l_{dr}}{2}\, c_x\, q.$$

Dla uproszczenia przyjmujemy, że długości pręta pomiarowego i zastrzału podtrzymującego pręt są jednakowe, a ponieważ pokrywają się

w dodatku w rzucie z przodu, uwzględniamy tylko jeden pręt; przyjmując również długość drutów: $l_{dr} = \sim l_{pr}$ możemy obliczyć spółczynnik momentu w odniesieniu do jednego skrzydła, który wyrazi się zależnością:

$$c_{mpr} = \frac{M_{pr}}{\frac{S}{2} l_{pt} q} = \frac{l^2_{pr}(d_{pr} + 2\, d_{dr})}{S\, l_{pt}}.$$

Gdzie S jest powierzchnią płatów zaś l_t jest obliczeniową (największą) głębokością płata.



Ryc. 3.

Zestawienie wyników jednego z pomiarów dla szyszybowca jednodźwigarowego.

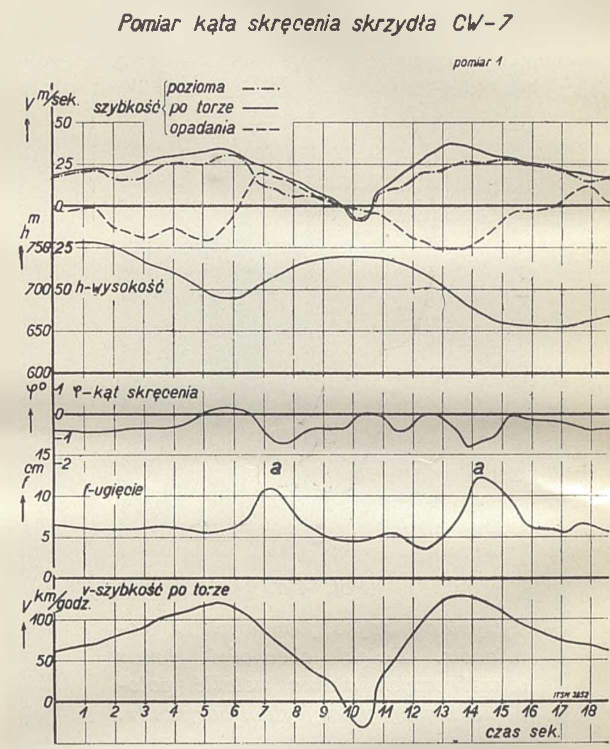
Po wstawieniu danych liczbowych (spółczynnik oporu przyjęto $c_x = 1$) otrzymujemy wartość $c_{mpr} = \sim 0{,}00086$. — Ponieważ w wypadku ITS IV *b* spółczynnik momentu skręcającego wynosi $c_{mpt} = \sim 0{,}08$ więc błąd wynikający z umieszczenia pręta pomiarowego na końcu skrzydła wyniesie ok. 1%.

Wyniki pomiarów dla szybowca jednodźwigarowego ITS-IV b.

Kąt skręcenia skrzydła jednodźwigarowego (ITS - IV *b*) w stromym locie ślizgowym (do $V = \sim 120$ *km/h*) wyniósł $\varphi = \sim 2$—3^0; w nurkowaniu (do szybkości W_n. 120—140 *km/h*) był podobnego rzędu, największym natomiast okazał się w ślizgu na ogon osiągając wartość $\varphi = 4$—5^0 pomimo, iż szybkość nie przekraczała 60—70 *km/h*. W wyrwaniu kąt skręcenia obniżał się do $\varphi = 0{,}5$—$0{,}7^0$, a w locie ślizgowym z szybkością ~ 90 *km/h* ustalał się na $\varphi = 1{,}2$—$1{,}5^0$.

Jeden z bardziej charakterystycznych pomiarów został ujęty graficznie na ryc. 3, gdzie oprócz przypuszczalnego toru przedstawiono odkształcenia skrętne skrzydła, szybkość, przyspieszenia i ugięcia jako wspólne funkcje przebiegu zjawiska w czasie. Położenie sylwetki szybowca ma na celu ułatwienie zorientowania się do jakiej fazy lotu odnoszą się podane wielkości.

Wynik dużego skręcenia w ślizgu na ogon szukano w tym, że niektóre profile przy kątach natarcia bliskich 180^0 wykazują znaczny wzrost c_m. Nie mniej przyjęcie tej hipotezy nie daje wyników zupełnie zadowalniających, gdyż chcąc osiągnąć skręcenia rzędu występujących w nurkowaniu z szybkością $V_n = \sim 110$—120 *km/godz.* to spółczynnik momentu skręcającego w ślizgu na ogon dla otrzymania takiego w musiałby być



Ryc. 4.

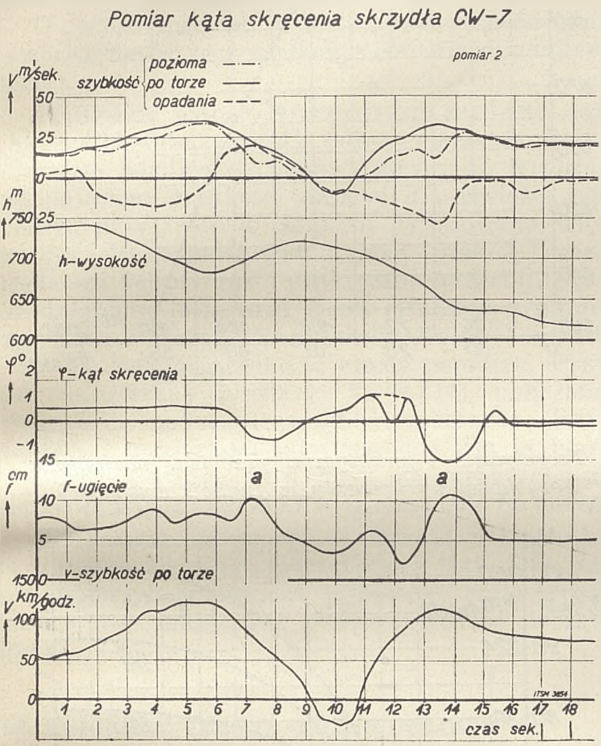
Zestawienie wyników pomiarów dla szybowca dwudźwigarowego.

$$c'_{m_0} = c_{m_0}\left(\frac{V_n}{V_{\acute{s}l}}\right)^2 = \sim 0{,}08\left(\frac{110}{60}\right)^2 = \sim 0{,}27$$

a przecież w ślizgu na ogon skręcenia występowały większe niż w locie nurkowym.

Ryc. 7 przedstawia spółczynniki aerodynamiczne profili podobnych do użytych dla szybowca ITS - IV *b*, dla kątów natarcia bliskich 180^0. Widać wprawdzie, że w drugim z przedstawionych wypadków wartość c_{m0} zbliża się do obliczonej powyżej jako wystarczającej do wywołania skręcenia rzędu 2—3^0, ale ma znak „—". Znowuż w wypadku dodatnich momentów skręcających (kąty mniejsze od 175^0) przy uwzględnieniu możliwej

do osiągnięcia ze względu na szybkość w ślizgu i c_y siły normalnej do płata i ramię jej działania (względem środka skręcenia) wielkość momentu skręcającego względem środka skręcań (przyjętego na ok. 25% głębokości płata) będzie niedostateczną dla wywołania skręceń rzędu otrzymanych w pomiarach. Towarzyszące ślizgowi na ogon znaczne ugięcie płata (ryc. 3) świadczy o istnieniu sił normalnych, a strzałka ugięcia jest taką samą jak przy wyrwaniu. Natomiast zanotowane przyspieszenie normalne wynosi wszystkiego 1,6 g, gdy przy wyrwaniach było bliskie 3 g, czyli sumaryczna wielkość sił normalnych jest mniejszą niż w wyrwaniu. Fakt natomiast jedna-



Ryc. 5.

Zestawienie wyników pomiarów dla szybowca dwudźwigarowego.

kowych strzałek ugięcia wskazywałby, iż w wypadku ślizgu na ogon silniej były obciążone końce skrzydeł niż reszta. Możliwe, że jakieś początkowe wychylenie lotek powodowało to charakterystyczne obciążenie płatów objawiające dużym ugięciem i skręceniem przy małej szybkości, nie mniej jest to jedynie przypuszczenie.

Zgodność rzeczywistych skręceń płata w locie nurkowym z wielkościami przewidzianymi na podstawie obliczeń była porównywana w sposób następujący:

Teoretyczny kąt skręcenia dla danej szybkości nurkowania v_n obliczono na podstawie wzoru

$$\varphi^0 = \frac{180}{\pi} \int_0^{\frac{L}{2}} \frac{M_{sx}}{GI_x} d_x$$

gdzie M_{sx} — moment skręcający w przekroju x; $G \,.\, I_x = D_x$ — sztywność płata na skręcanie w przekroju x.

Na sztywność płata składa się:

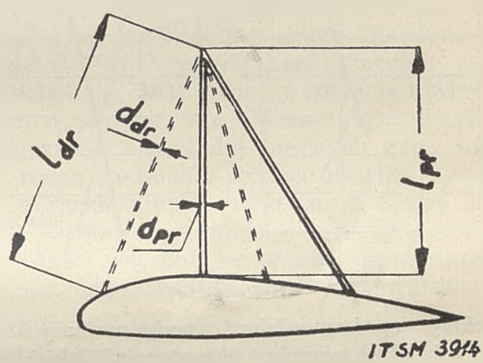
a) sztywność powłoki kesonu oraz

b) sztywność dźwigara. Ponieważ jednak sztywność dźwigara dla ITS - IV *b* w stosunku do sztywności powłoki jest nieznaczna i nie przekracza 2—3,5% przeto w pierwszym przybliżeniu uwzględniono jedynie sztywność powłoki kesonu liczoną wzorem

$$D_k = GI = G \frac{4 F^2}{\int \frac{du}{\delta}}$$

gdzie G — moduł sprężystości na skręcanie przyjęty jako $G = 10000\ kg/cm^2$.

F jest powierzchnią przekroju kesonu, zaś u jest długości obwodu, a δ grubością sklejki. Postępując w sposób normalny dla znalezienia w pierwszym przybliżeniu kąta skręcenia płata (tj. bez uwzględnienia zmiany wartości spółczynnika C_m) znaleziono kąty skręcenia dla różnych wartości V_n (krzywa ciągła na ryc. 8).



Ryc. 6.

Szkic urządzenia pomiarowego na końcu skrzydła.

W wypadku płata dwudźwigarowego o pracującym na skręcanie pokryciu sklejkowym (CW - 7, ryc. 4 i 5), odkształcenia skrętne w nurkowaniu i stanach bliskich nurkowania przy szybkościach tego samego rzędu co w wypadku ITS - IV *b* są znacznie mniejsze i nie przekraczają 1,5°. Całkowite odkształcenia skrętne wahają się w granicach 2° wszystkiego.

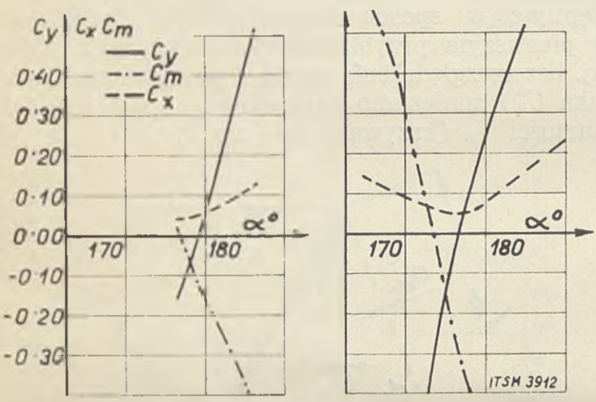
Charakter przebiegu skręceń jest inny niż w wypadku skrzydła jednodźwigarowego, gdzie mamy z reguły wypadkową sił aerodynamicznych za środkiem skręcań, co powoduje, że kąty skręcenia w stosunku do położenia zerowego na ziemi są dodatnie. Natomiast w dwudźwigarówce możemy z grubsza przyjąć środek skręcenia blisko połowy odległości między dźwigarami, co przy przednich położeniach wypadkowej sił aerodynamicznych (na dużych kątach natarcia) powoduje ujemne skręcanie płata (powiększenie kąta natarcia) w stosunku do położenia zerowego na ziemi. Szczególnie przy występowaniu dużych obciążeń normalnych (duże ugięcia płata) przy wyrwaniu odkształcenia te mogą być bardzo znaczne, co wyraźnie zaznacza się na ryc. 4 i 5 (punkty *a*).

Duże odkształcenie skrętne płata w momencie właściwego ślizgu na ogon tak charakterystyczne

dla ITS - IV *b* (profil wklęsły) przy szybowcu CW - 7 (profil dwuwypukły) nie zaznaczyło się wyraźniej.

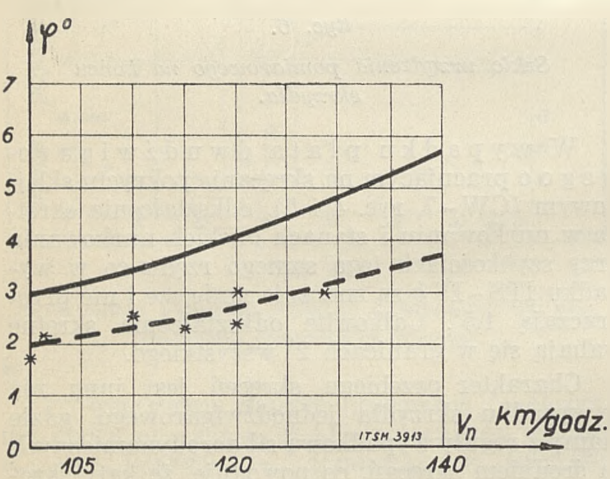
Przebieg narastania szybkości w locie nurkowym lub w stanach praktycznie bliskich niego. Z wykresów barografu i szybkościomierza wybrano i zsynchronizowano ze sobą miejsca, gdzie szybowiec znajdował się w nurku lub w stanach bliskich niego. Dane ujęto w wykresy (ryc. 9) $V_n = f\ (h)$ oraz $V_n = f\ (t)$ (ryc. 10), gdzie h jest wysokością, zaś t jest czasem.

Równocześnie dla porównania na wykresie umieszczono przebiegi teoretyczne narastania szybkości ze stratą wysokości, oraz zmian ciśnie-



Ryc. 7.

Przykłady spółczynników aerodynamicznych dla profili wklęsłych przy kątach natarcia bliskich 180°.

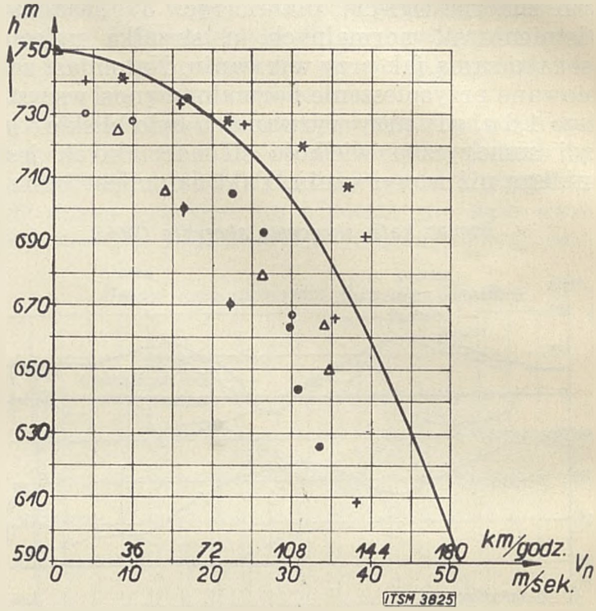


Ryc. 8.

Kąt skręcenia płata ITS- b w locie nurkowym. Linia ciągła przedstawia skręcenia obliczone przy założeniu, że na skręcanie pracuje wyłącznie keson. Punkty podają wielkości z pomiarów. Linia przerywana obrazuje skręcenia z uwzględnieniem współpracy dźwigara i dźwigarka lotkowego.

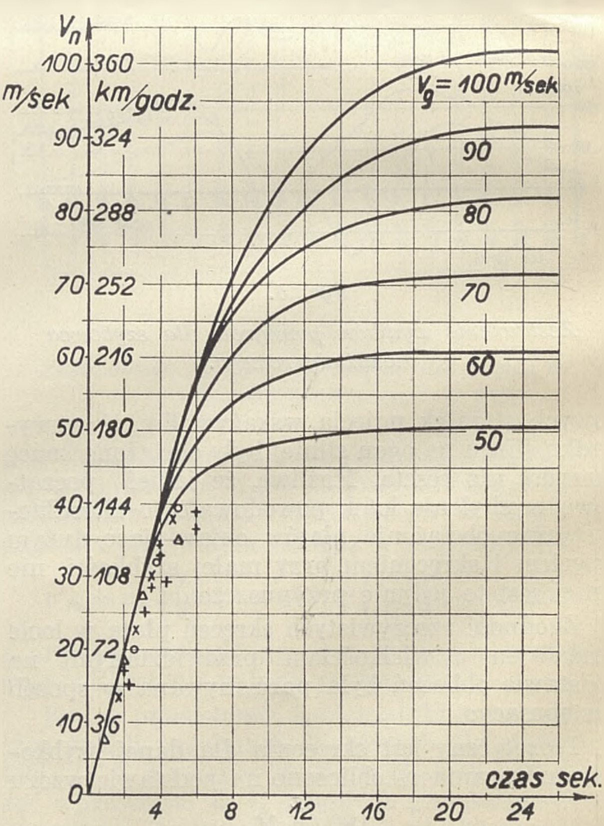
nia dynamicznego obliczone na podstawie wzoru S. Neumarka (IBTL sprawozdanie Nr 5, rok 1931, patrz również M. Piątek Czasopismo Lotnicze Nr 13, rok 1938).

Ponieważ chodzi tu o przebiegi orientacyjne naniesiono więc teoretyczną funkcję narastania szybkości w nurkowaniu dla szybkości początkowej $V_h = 0$ oraz wysokości początkowej nurkowania $h = 750\ m$ (ryc. 9). Ustalenie takiej wspólnej skali porównawczej dla pomiarów, które w rzeczywistości były robione na wysokościach 1000—550 *m* jest tym bardziej dopuszczalne, że przy małych stratach wyso-



Ryc. 9.

Teoretyczne i praktyczne przebiegi narastania szybkości nurkowania w funkcji wysokości.



Ryc. 10.

Teoretyczne i praktyczne przebiegi narastania prędkości nurkowania w funkcji czasu.

kości wchodzących tu w grę wpływ gęstości powietrza jest mały i teoretyczne narastanie prędkości obliczone nawet wzorem w ogóle nie uwzględniającym oporu powietrza daje niewielkie różnice w stosunku do wzoru ścisłego dla spadku ciał z uwzględnieniem zmiennej gęstości powietrza (na ryc. 9 przedstawiona jest jednak krzywa teoretyczna z uwzględnieniem zmiennego oporu powietrza).

Dla jasności obrazu ogólnego również punkty pomiarowe z różnych lotów, gdzie w rzeczywistości nurkowanie rozpoczynano na różnych wysokościach (1000—700 *m*) przedstawiono w ten sposób, jak gdyby nurkowano wyłącznie z wysokości 750 *m* (atmosfera normalna).

O obciążeniu płata w locie nurkowym decyduje nie szybkość, lecz wielkość ciśnienia dynamicznego.

Ponieważ jednak konstruktor zarówno jak i badacz chętnie zastępują pojęcie ciśnienia dynamicznego bardziej przemawiającym do wyobraźni pojęciem prędkości dającej dla gęstości powietrza przy ziemi to ciśnienie dynamiczne, więc na ryc. 10 przedstawiono jako funkcję czasu prędkości teoretyczne i praktyczne narastanie jakie dałaby w locie przy ziemi ciśnienie dynamiczne bądź wyliczone teoretycznie dla nurkowania z 750 *m*, bądź mierzone w czasie pomiaru. Przy tym teoretyczny przebieg $V_n = f(t)$ obliczony również na podstawie wzorów Neumarka (linia ciągła), i naniesiono jako wspólny dla szybowców CW - 7 i ITS - IV *b*, gdyż ich szybkości graniczne są bardzo bliskie i wynoszą około 85 *m/sek.*

Zdarzające się na ryc. 9 odskoki w kierunku za dużej szybkości w początkowej fazie lotu należy przypisać temu, że szybowiec rozpoczynał nurkowanie mając już pewną szybkość początkową.

W n i o s k i.

Ogólna zgodność wyników pomiarów z teoretycznymi przebiegami $V_n = f(h)$ i $V_n = f(t)$ jest dobra co pozwala na wyciąganie wniosków na podstawie studium teoretycznego.

Obserwując jak ściśle powiązane są ze sobą odkształcenia skrętne i giętne, widzimy, iż nie można rozdzielać zagadnienia obciążeń zginających płat od obciążeń skręcających płat w locie. I już w obliczeniach trzeba umieć ustalić wzajemny wpływ tych obciążeń, a przynajmniej sprawdzić czy na skutek tego wpływu nie zajdą naprężenia lub odkształcenia niebezpieczne.

Sztywność skrzydła na skręcanie powinna być jak największa, gdyż, jak dowodzi pomiar na ITS - IV *b*, mogą zachodzić w innych od nurkowania wypadkach lotu obciążenia wywołujące znaczne odkształcenia.

Ponieważ przebieg narastania szybkości jako funkcji czasu dla szybowców o różnych prędkościach granicznych w początkowej fazie nurkowania jest bardzo podobny, przeto maszyny o małej szybkości nurkowania bardzo szybko osiągną prędkość bliską granicznej w przeciwieństwie do maszyn o dużym V_{gr}. Wobec tego kryterium przyjmowania nawet dla pewnych grup maszyn (gdzie mogą zachodzić różnice między V_{gr}) szybkości dopuszczalnej nurkowania jako stałego ułamka szybkości granicznej wydaje się nielogicznym. Jako wspólne kryterium może natomiast służyć np. dopuszczalny czas nurkowania.

Szybowce dopuszczone do lotu bez widoczności a nie mające specjalnych urządzeń do zmniejszania szybkości granicznej do wartości 200 do 250 *km/godz.* (tj. wartości nie powodujących zbyt dużego wzrostu ciężaru konstrukcji szybowca) powinny wytrzymywać około 10 sek. nurkowania.

Inż. ZBIGNIEW LELIWA-KRZYWOBŁOCKI

Lot nurkowy szybowca

Le vol piqué du planeur, II. Le vol piqué du planeur en tenant compte de la torsion de l'aile.

Dans la première partie de l'article „Le vol piqué du planeur" l'auteur a examiné le vol piqué du planeur sans tenir compte de la torsion de l'aile. Dans la deuxième partie de l'article l'auteur considère le vol piqué du planeur en tenant compte de la torsion de l'aile. L'auteur donne les formules pour la vitesse critique, pour l'angle de torsion aux extrémités de l'aile, pour les conditions qui doivent être satisfaites pour que la vitesse critique soit supérieure à la vitesse de piqué limitée et, enfin, pour les conditions qui doivent être satisfaites afin d'eliminer la possibilité de l'inversion de la réaction du gouvernail de profondeur en vol piqué.

L'auteur examine ensuite les possibilités d'emploi sur les planeurs des freins aérodynamiques limitant la vitesse du vol piqué et donne les résultats des mesures des polaires qui ont été effectuées sur le modèle du planeur *CW* 7 muni de tels freins.

Przegląd treści:

WSTĘP.

W pierwszej części „Lotu nurkowego szybowca", podanej w 13-tym numerze *„Lwowskiego*

Czasopisma Lotniczego" omówiłem lot nurkowy szybowca bez uwzględnienia skręcenia skrzydeł. W drugiej części tej pracy wezmę już pod uwagę skręcenie skrzydeł, jakie zawsze występuje w locie nurkowym, wyjaśnię znaczenie prędkości krytycznej, jej wielkość, omówię warunki wytrzymałościowe, jakie muszą być zachowane , by prędkość krytyczna była większą od prędkości dopuszczalnej lotu nurkowego a następnie warunki, jakie są wymagane, by usunąć możliwości wystąpienia w locie nurkowym odwrotnego oddziaływania steru poziomego.

W końcu omówię możliwości zastosowania hamulców powietrznych w locie nurkowym celem zmniejszenia prędkości nurkowania.

II. Lot nurkowy szybowca z uwzględnieniem skręcenia skrzydeł.

1. Wpływ prędkości na przebieg lotu nurkowego i na wielkość momentu skręcającego skrzydło w locie nurkowym.

Jak wynika z krótkiego zestawienia, podanego w I części „Lotu nurkowego szybowca" należy się liczyć dzisiaj z możliwością osiągania na szybowcach prędkości już większych od 200 *km/godz.* (CW 7, Minimoa) a dochodzących już do 300 *km/godz.* (Minimoa) a nawet i przekraczających 400 *km/godz.* Dla przykładu podam, że szybowiec niemiecki „Habicht" osiągnął w locie nurkowym prędkość 420 *km/godz.* Jest to prędkość, z którą się należy poważnie liczyć nawet w konstrukcjach samolotów. Wprawdzie przekraczanie prędkości 200 *km/godz.*, którą to prędkość Nowotny uważał dla szybowców za granicę możliwych do osiągnięcia prędkości w locie nurkowym [2], zdarzyło się w naszym zestawieniu tylko 3 razy, (CW 7, Minimoa, Habicht), jednakże należy stwierdzić, że prędkość ta zbliża się już bardzo do prędkości granicznych nieograniczonych dla danych szybowców i że te szybowce wytrzymały ją. Np. szybowiec CW 7 według kapitana Bleichera osiągnął prędkość do 250 *km/godz.*, podczas gdy jego prędkość graniczna nieograniczona wynosi 278 *km/godz.* W ogóle, gdy nie bierzemy pod uwagę skręcania skrzydeł, to widzimy, że na ogół każdy szybowiec wytrzymałby lot nurkowy z szybkością graniczną nieograniczoną, a to dlatego, że jest liczony z pewnym znacznym spółczynnikiem pewności.

Dziś zdajemy sobie doskonale sprawę z tego, że dla konstrukcji dobrze zaprojektowanej obciażenia statyczne, wywołane prędkością dopuszczalną nurkowania, nie są najgroźniejsze. Najgroźniejszymi są zjawiska wtórne — przeważnie natury dynamicznej — występujące zresztą nie koniecznie przy największych prędkościach. Tu należy zaliczyć takie zjawiska jak skręcenie skrzydła, drgania skrzydeł, drgania opierzenia, odwrotne oddziaływania sterów, lotek, brutalne sterowanie itd. itd.

Czynniki te dlatego odgrywają taką rolę w szybownictwie, że w konstrukcji szybowców do dzisiaj używa się drewna, materiału, którego sztywności na skręcanie nie zawsze można być pewnym. Należy zatem zdać sobie sprawę z tego, że dopuszczalna prędkość nurkowania, ograniczona w jakikolwiek sposób, mniej lub więcej uwzględniający wpływ różnych czynników na wielkość tej prędkości, nie jest decydująca, jeżeli chodzi o wytrzymałość szybowca w locie nurkowym. Jest to pewna wielkość, służąca do obliczeń, jednakże powinno się ją jeszcze porównywać z prędkością krytyczną lotu nurkowego, do omówienia której przejdę w następnym ustępie. Tę prędkość krytyczną, zależną od konstrukcji skrzydła, można obliczyć właściwie dopiero po zaprojektowaniu skrzydła. Jednakże wskazanem byłoby obliczenie jej i porównanie z prędkością dopuszczalną nurkowania, na którą właściwie się liczy dany szybowiec.

Przy projektowaniu szybowca liczy się momenty skręcające skrzydło w locie nurkowym przy prędkości dopuszczalnej, a to w tym celu, by szybowiec nie wypadł za ciężki. Odpowiedni wybór więc szybkości dopuszczalnej jest rzeczą bardzo ważną. Mimochodem można tu zaznaczyć, że momenty skręcające, występujące w locie nurkowym, niekoniecznie muszą być największymi momentami skręcającymi, na które skrzydła danego szybowca mogą być narażone. Stępniewski (ISTUS Budapeszt 1936, oraz artykuł poniżej zamieszczony) przytoczył wyniki pomiarów w locie (ITSM), z których by wynikało, że największe kąty skręcenia skrzydła, a więc i największe momenty skręcające przypadają nie na właściwą fazę nurkowania, lecz na moment, gdy szybowiec po „ściągnięciu" w ślizgu na ogon osiąga największą prędkość. Otrzymuje się wtedy bardzo poważne wielkości kątów skręcenia rzędu $\alpha = 4^0 \div 5^0$. Omówienie tego zjawiska jest podane w artykule Stępniewskiego, poniżej umieszczonym.

2. Prędkość krytyczna.

Prędkością krytyczną nazywamy prędkość, przy której następuje wyboczenie skrętne skrzydeł skutkiem za dużej wielkości momentu skręcającego. Jasną jest rzeczą, że szybkość ta zależy od wytrzymałości samolotu, od sztywności skrzydeł i należy wymagać, by prędkość krytyczna danego szybowca była większą od dopuszczalnej prędkości lotu nurkowego [15].

Na ogół jest trudno podać wzory na prędkość krytyczną, gdyż w ogólności prędkość ta zależy od konstrukcji skrzydła. Poniżej podam według [15] wzory na prędkość krytyczną skrzydła jednodźwigarowego lub bezdźwigarowego prostokątnego, o stałej sztywności skręcania i którego oś skręcania [1]) jest równoległa do krawędzi natarcia, jak również na prędkość krytyczną dla skrzydła dwudźwigarowego, którego dźwigary są proste, równoległe do krawędzi natarcia i mają stałą sztywność. Ograniczę się tylko do podania samych wzorów, bez wyprowadzania ich, odsyłając Czytelnika do specjalnej literatury [15], [16], [18].

---

[1]) Zachowuję te same określenia i terminy, które się znajdują w odnośnych pracach, bez względu na to, czy są one w zupełności słuszne. Chodzi mi bowiem tylko o pewne przybliżone wytyczne a nie o dokładne obliczenia.

Potrzebne oznaczenia i określenia:

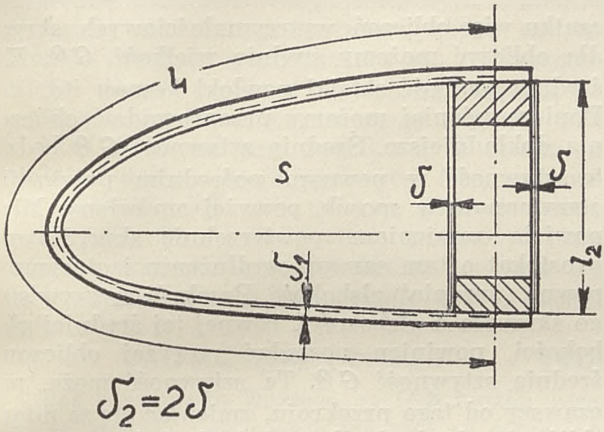
G = spółczynnik sprężystości postaciowej.

$G\Theta$ = sztywność skręcania przekroju.

Θ = wielkość posiadająca wymiar momentu bezwładności (cm^4). Dla rury cienkościennej, (np. dla kesonu skrzydła) mamy (patrz ryc. 14):

$$\Theta = \frac{4\,S_1^{\,2}}{\int \frac{dl}{\delta}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

S_1 = pole zawarte wewnątrz linii, poprowadzonej w połowie grubości ścianki.



Ryc. 14.

Obliczenie wielkości Θ dla kesonu skrzydła jednodźwigarowego. Linia przerywana (- - -) ogranicza powierzchnię S_1.

δ = grubość pokrycia.

Gdy grubość pokrycia jest zmienna skokami i wynosi $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \ldots$ na długościach $l_1, l_2, l_3 \ldots$ to:

$$\int \frac{dl}{\delta} = \frac{l_1}{\delta_1} + \frac{l_2}{\delta_2} + \frac{l_3}{\delta_3} + \ldots \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (62)$$

F = powierzchnia całego płata.

$$A = \left(\frac{dc_m}{dc_y} - \frac{e}{l}\right)\frac{dc_y}{di}$$

e = odległość osi skręcania od krawędzi natarcia skrzydła.

l = głębokość skrzydła tzn. długość cięciwy profilu skrzydła.

EJ = sztywność zginania dźwigarów (stała).

L = połowa rozpiętości całego płata.

b = odległość dźwigarów od siebie.

a = odległość przedniego dźwigara od osi skręcania.

$$a = \frac{b}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (63)$$

Oś skręcania przeważnie nie jest prostą, jednak zwykle zastępuje się ją prostą. W wypadku skrzydła jednodźwigarowego można przyjąć z dostateczną dokładnością, że wpada ona w środkową oś dźwigara, w wypadku skrzydła dwudźwigarowego o stałej sztywności i o stałym przekroju dźwigarów znajduje się ona w połowie odległości między dźwigarami. Powyższe przyjęcie osi skręcania dla skrzydła jednodźwigarowego nie jest ścisłym. Oś skręcania zwykle znajduje się bliżej krawędzi natarcia. Dokładnym jej wyznaczeniem zajmują się prace specjalne [19].

Do obliczenia wielkości A należy brać współczynniki, pomierzone dla samego płata.

Skrzydło jednodźwigarowe lub bezdźwigarowe dla gęstości powietrza przy ziemi [16]:

$$v^2_{kr} = 2{\cdot}76\,\frac{G\Theta}{AF^2} \quad . \quad . \quad . \quad (64)$$

Skrzydło dwudźwigarowe dla gęstości powietrza przy ziemi:

$$v^2_{kr} = 6{,}78\,\frac{EIab}{A\,L^2F^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (65)$$

Dla gęstości powietrza na wysokości 1000 *m* (atm. Standard) wzory te przybiorą postać:

$$v^2_{kr} = 3{,}04\,\frac{G\Theta}{A\,F^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (64a)$$

$$v^2_{kr} = 7{,}47\,\frac{EIab}{A\,L^2\,F^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (65a)$$

Dla gęstości powietrza na wysokości 2000 *m:*

$$v^2_{kr} = 3{,}36\,\frac{G\Theta}{A\,F^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (64b)$$

$$v^2_{kr} = 8{,}25\,\frac{EIab}{A\,L^2\,F^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (65b)$$

Należy od razu tu zaznaczyć, że powyższe wzory nie zawsze dadzą dokładną wielkość prędkości krytycznej w wypadku zastosowania ich do szybowców, a to dlatego, że obrys płatów szybowca przeważnie nie jest prostokątem, dźwigary nie posiadają stałej sztywności zginania lecz zmienną, odstęp dźwigarów również nie jest stały itd. itd. Jednakże z powodu braku innych wzorów można się posługiwać tymi, które w tym wypadku dadzą zatem za wynik tylko przybliżoną prędkość krytyczną. Według [16] w rachunkach orientacyjnych można każde skrzydło zastąpić skrzydłem prostokątnym o średniej sztywności. W tablicy 2 podaliśmy wielkość prędkości krytycznej dla 2 szybowców. Prędkość tę obliczono w ten sposób, że powierzchnię płata zamieniono na prostokąt o tej samej rozpiętości czyli, że wydłużenie nie uległo zmianie. Dla tak znalezionej średniej głębokości wzięto z rzeczywistego skrzydła wartość $G\Theta$ i ją wstawiono we wzór (64). Ponieważ rozporządzałem danymi tylko dla 2 szybowców a to: ITS 8 i ITS 4 *b*, więc obliczyłem prędkość krytyczną tylko dla tych 2 szybowców. Jak widać, prędkość ta jest większą od prędkości granicznej ograniczonej dla szybowca ITS 8, natomiast wypada mniejszą od szybkości granicznej ograniczonej dla szybowca ITS 4 *b*. Z tego wynikałoby, że szybowiec ITS 4 *b* nie mógłby nurkować z prędkością dopuszczalną. Jednakże nie jest to w tym wypadku prawdziwym, gdyż przy obliczaniu sztywności $G\,\Theta$ w myśl powyżej podanych wzorów uwzględniło się tylko sztywność kesonu z dźwigarem przednim, podczas gdy skrzydło szybowca ITS 4 *b* posiada jeszcze dźwigarek pomocniczy, czego nie uwzględniono, nie mówiąc już o zastrzałach, powiększających również sztywność skrzydła na skręcanie. Widać z tego, że prędkość krytyczna dla szybowca ITS 4 *b* będzie większą od podanej w tablicy 2.

Dla szybowca ITS 8 stosunek $v_{kr} : v_{dop}$ wynosi 1·59, dla szybowca ITS 4 stosunek ten wynosi 0·82. Jednakże, gdyby się w jakiś sposób uwzględniło w obliczeniach powiększenie sztywności skrzydła szybowca ITS 4 *b* choćby tylko przez dodatek dźwigarka pomocniczego, to najprawdopodobniej stosunek ten wypadłby większy od jedności.

Przy obliczeniach w braku bliższych danych aerodynamicznych można przyjąć według [15]:

$$\frac{d\,c_m}{d\,c_y} = 0{,}25 \ ^{2)}$$

$$\frac{d\,c_y}{d\,i} = 0{,}07 \quad \text{(i w stopniach).}$$

Dla wszystkich profili powyższe pochodne w granicach kątów użytkownych są stałe. Według [15] stałe te zmieniają się mało przy przejściu z jednego profilu na drugi i zatem można powyższe wartości w pierwszym przybliżeniu przyjmować do obliczeń.

Według [16] pochodna $\frac{d\,c_m}{d\,c_y}$ wąha się normalnie :

$$0{,}23 < \frac{d\,c_m}{d\,c_y} < 0{,}25$$

Należy jeszcze zaznaczyć, że w powyższych wzorach na prędkość krytyczną celem otrzymania jej w *m/sek* trzeba poszczególne wielkości przyjmować w *m*, m^2, m^4 i w *kg*. Wielkość *G* jest zwykle podana w kg/cm^2, Θ w cm^4.

3. Warunki wytrzymałościowe płata ze względu na szybkość krytyczną.

Prędkość dopuszczalna powinna być mniejszą od prędkości krytycznej. Ograniczając dopuszczalną prędkość nurkowania wzorem (60), mamy dla skrzydła jednodźwigarowego:

$$\sqrt{2{,}76\,\frac{G\,\Theta}{A\,F^2}} > 0{,}8944\; n\, w_0^{\,1{,}035}$$

Po odpowiednich działaniach:

$$G\,\Theta > 0{,}29\; n^2\, A\, F^2\, w_0^{\,2{,}07} \quad . \; . \; . \quad (66)$$

Podobnie dla skrzydła dwudźwigarowego:

$$E\,I > 0{,}118\; n^2\, A\, L^2\, F^2\, \frac{1}{a\,b}\; w_0^{\,2{,}07} \quad . \; . \quad (67)$$

Gdyby prędkość dopuszczalna była określona w inny sposób, to:

$$G\,\Theta > 0{,}362\; A\, F^2\, v^2_{dop} \quad . \; . \; . \quad (68)$$

$$E\,I > 0{,}1475\; A\, L^2\, F^2\, \frac{1}{a\,b}\; v^2_{dop} \quad . \quad (69)$$

Nierówności (66), (67) względnie (68), (69) określają nam warunki, jakie muszą spełniać wielkość średniej sztywności skręcania przekroju i wielkość średniej sztywności zginania dźwigarów, by szybkość krytyczna dla danego skrzydła była większą od prędkości dopuszczalnej. Przy spełnieniu zatem powyższych nierówności istnieje pewność, że skrzydło w locie nurkowym nie rozleci się, oczywiście o ile prędkość lotu nurkowego nie przekroczy prędkości dopuszczalnej i o ile nie wystąpią drgania.

Wzięcie pod uwagę powyższych nierówności przy konstruowaniu skrzydła może oddać duże usługi. Albowiem wielkości *n*, *A*, *L*, *F*, w_0, *a*, *b*, v_{dop} są już znane z projektu aerodynamicznego i projektu wstępnego danego szybowca; łatwym zatem jest obliczenie prawej strony nierówności (66)—(69). Średnia sztywność skręcania przekroju i średnia sztywność zginania dźwigarów muszą być trochę większe od prawych stron powyższych nierówności (66)—(69). Na samym początku więc obliczeń wytrzymałościowych skrzydła obliczyć możemy średnią wielkość $G\Theta$, EI, średnią grubość sklejki powłoki kesonu itd. itd. Dopiero później możemy przeprowadzić obliczenia dokładniejsze. Średnia sztywność $G\,\Theta$ będzie to sztywność w pewnym pośrednim przekroju, otrzymanym w sposób, powyżej omówiony. Mianowicie zamieniam powierzchnię skrzydła na prostokąt o tym samym wydłużeniu i otrzymuję pewną „średnią" głębokość. Przekrój rzeczywistego skrzydła o głębokości, równej tej średniej głębokości, powinien posiadać powyżej obliczoną średnią sztywność $G\,\Theta$. Ta sztywność może, począwszy od tego przekroju, zmieniać się w miarę zbliżania się do kadłuba i do końców skrzydła.

W niektórych dotychczasowych sposobach obliczenia skrzydła [17] przyjmuje się w pierwszym obliczeniu grubości sklejki powłoki kesonu skrzydła, gdy jeszcze nie uwzględnia się kąta skręcenia skrzydła, prędkość graniczną nieograniczoną celem wyznaczenia wielkości momentu skręcającego. Dopiero później oblicza się naprężenia w sklejce powłoki kesonu z uwzględnieniem odkształcenia płata. Ostatnia metoda ma tę złą stronę, że gdy prędkość dopuszczalna jest nie wiele mniejsza od prędkości granicznej nieograniczonej, to z pierwszego obliczenia może nam sklejka wypaść za cienka. Jednakże, przyjąwszy ją do obliczeń, przekonamy się o tym, że ona jest za cienką dopiero po dokładnym obliczeniu naprężeń w tej sklejce powłoki kesonu i należy zatem całe obliczenie powtarzać od początku, co jest żmudne i zabiera dużo czasu. Przy uwzględnieniu powyższych nierówności (66)—(69) możemy już na samym początku obliczenia wytrzymałości płata obliczyć dla skrzydła jednodźwigarowego wielkość średnią $G\,\Theta$ a stąd średnią grubość sklejki z dokładnością zupełnie wystarczającą, gdyż grubość sklejki zmienia się na ogół skokami. Dla skrzydła dwudźwigarowego możemy w podobny sposób obliczyć średnią wartość $E\,I$ dźwigarów.

W tablicy 2 obliczyliśmy prawą stronę nierówności (68) dla 2 szybowców a to ITS 8 i ITS 4. Dane do tych obliczeń wzięto z dmuchań i rysunków warsztatowych tych szybowców. Jak widać, rzeczywista wartość $G\,\Theta$ dla skrzydła ITS 8 jest istotnie większą od prawej strony wzoru (68) i to o 254%. Dla skrzydła ITS 4 *b* wartość rzeczywista $G\,\Theta$ wypada z obliczeń mniejsza od prawej strony wzoru (68), jednakże powyżej już za-

---

²) Przyjęcia te nie są całkowicie słuszne; poniżej przytoczymy profil, dla którego ta wartość wynosi 0,4.

znaczyłem, że obliczenia moje dla skrzydła ITS 4 *b* nie są miarodajne, gdy nie uwzględniają one dźwigarka pomocniczego. Rzeczywista sztywność skrzydła szybowca ITS 4 *b* jest napewno większa od obliczonej. Jak łatwo zauważyć z wzorów (64) i (68) stosunek $G\Theta$ rzeczywistego do prawej strony wzoru (68) równa się kwadratowi stosunku $v_{kr} : v_{dop}$, co również potwierdza tablica 2 wielkości charakterystycznych szybowców.

Powyższe rozumowania dają nam doskonałą wskazówkę, jak należy obierać wielkość $G\Theta$ we wstępnych obliczeniach, jeżeli chodzi o prędkość krytyczną szybowca w locie nurkowym. Mianowicie należy dla danego szybowca obrać czy też obliczyć prędkość dopuszczalną v_{dop}. Następnie należy obrać prędkość krytyczną większą od prędkości granicznej ograniczonej o jakieś 30% do 60%. Wielkość tego dodatku w % będzie zależała od przeznaczenia szybowca. Następnie należy obliczyć $G\Theta$ jako równe prawej stronie wzoru (68). Tę wartość należy pomnożyć przez kwadrat stosunku $(v_{kr}:v_{dop})$. — Można ten sam wynik otrzymać wprost, obliczając $G\Theta$ z wzoru (64):

$$G\Theta = 0{,}362\, A\, F^2\, v^2_{kr} . \quad . \quad . \quad (69\,a)$$

Tak otrzymaną wartość na $G\Theta$ można uważać za średnią rzeczywistą wartość na sztywność skręcenia w pośrednim przekroju skrzydła o zmiennej głębokości tzn. o zmiennej cięciwie profilu.

Zaznaczę tu od razu, że powyższe przyjęcie wielkości prędkości krytycznej, równej

$$1{\cdot}3 \div 1{\cdot}6\ v_{dop}$$

jest poniekąd zgodne z przepisami niemieckimi [33]. Becker zaznacza, że według będących w opracowaniu przepisów wytrzymałościowych dla samolotów (rok 1932) wymaga się, by drgania skrzydeł wzbudzone przez strumień opływającego powietrza nie powstały poniżej pewnej „krytycznej" prędkości o wielkości:

$$v_k = 1{\cdot}3 \sqrt{\frac{2\,q_c}{\sigma}}\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (69\,b)$$

gdzie:

q_c = dopuszczalne ciśnienie dynamiczne dla danego samolotu.

σ = gęstość powietrza na tej wysokości, na której ciśnienie dynamiczne w czasie lotu samolotu osiąga wielkość „q_c".

Przepisy niemieckie z roku 1935 [35] istotnie zawierają to wymaganie, tyczące się prędkości krytycznej.

Otóż wyrażenie

$$\sqrt{\frac{2\,q_c}{\sigma}}$$

jest niczym innym, jak właśnie wielkością prędkości dopuszczalnej. Zatem według przepisów niemieckich prędkość krytyczna (ze względu na drgania) powinna być przynajmniej o 30% większą od prędkości dopuszczalnej. A przecież pomiędzy prędkością krytyczną ze względu na drgania i prędkością krytyczną ze względu na wyboczenie skrętne istnieje pewien związek i niektórzy badacze uważają powyższe 2 wielkości za równe w przybliżeniu. Ten stan potwierdzałyby nasze rozumowania, oparte zresztą na bardzo ogólnych i przybliżonych obliczeniach [3]).

Po obliczeniu wyrażenia $G\Theta$ dla średniego przekroju skrzydła możemy z niego obliczyć grubość sklejki na kesonie w tym średnim przekroju. Mając grugość sklejki w tym przekroju, możemy obrać już grubość sklejki w innych przekrojach. Dopiero mając grubość sklejki we wszystkich przekrojach skrzydła, możemy przeprowadzić dokładne obliczenie naprężeń ścinających w sklejce kesonu już z uwzględnieniem odkształceń płata.

Porównamy jeszcze wzory na sztywność płata, które powyżej wyprowadziliśmy, z wzorami na sztywność skrzydła, podanymi przez przepisy niemieckie z 1935 r. i wprowadzonymi do literatury polskiej przez Janika. Otóż przepisy te wymagają, by zachowany był warunek:

$$G\,I_{T\,(y)} \geqslant \frac{\varrho_0}{\varrho}\, q\, F^2_{(y)} \quad . \quad . \quad . \quad (66\,a)$$

gdzie:

$G\,I_{T\,(y)}$ = sztywność na skręcanie skrzydła w przekroju odległym o „y" od płaszczyzny symetrii samolotu w kgm^2.

ϱ_0 = gęstość powietrza przy ziemi,

ϱ = gęstość powietrza na wysokości,

q = ciśnienie największej prędkości w warunkach przy ziemi czyli dla gęstości „ϱ_0",

$F_{(y)}$ = powierzchnia płata od końca rozpiętości do danego przekroju.

Biorąc warunki przy ziemi i prędkość dopuszczalną jako tą prędkość największą, po przekroczeniu której skrzydło może się rozlecieć, mamy:

$$G\,I_{T\,(y)} \geqslant \frac{1}{16}\, v^2_{dop}\, F^2_{(y)} . \quad . \quad . \quad (66\,b)$$

Podobną postać tego wzoru podaje Janik. Weźmy teraz pod uwagę przekrój płata, leżący w płaszczyźnie symetrii płatowca czy też szybowca względnie leżący przy kadłubie, to za wielkość $F_{(y)}$ należy podstawić powierzchnię połowy płata $F/2$. Będziemy więc mieli:

$$G\,I_{T\,(y)} \geqslant \frac{1}{64}\, v^2_{dop}\, F^2 . \quad . \quad . \quad (66\,c)$$

Otóż wyrażenie $G\,I_{T\,(y)}$ możemy przyrównać do wyrażenia $G\Theta$, użytego we wzorach, wyżej wyprowadzonych. Obliczmy tę sztywność skręcania z wzoru (64):

$$G\Theta = A\, F^2\, v^2_{kr}\, \frac{1}{2{\cdot}76} . \quad . \quad . \quad (64\,c)$$

względnie możemy napisać:

$$G\Theta \geqslant A\, F^2\, v^2_{kr}\, \frac{1}{2{\cdot}76} . \quad . \quad . \quad . \quad (64\,d)$$

Znaczenie współczynnika A podano wyżej:

$$A = \left(\frac{d\,c_m}{d\,c_y} - \frac{e}{l}\right) \frac{d\,c_y}{d\,i}$$

[3]) Mimochodem zaznaczę jednakże, że niektórzy badacze np. angielscy rozgraniczają pojęcie prędkości krytycznej ze względu na drgania, niestateczność skrętną i odwrotne oddziaływanie lotek.

Obierzmy profil zbliżony do profilu szybowca ITS 8, to według danych z tabeli, umieszczonej na końcu tej pracy, możemy przyjąć:

$$\frac{d c_m}{d c_y} = 0{\cdot}4,$$

$$\frac{d c_y}{d i} = 0{\cdot}08.$$

Wielkość $\frac{e}{l}$ przyjmijmy bardzo niekorzystnie; mianowicie im bardziej środek sił poprzecznych, określony przez „e“, będzie bliżej krawędzi natarcia, tym wielkość A będzie większą a co za tym idzie wymagana sztywność skręcania będzie musiała być większą. Przyjmijmy więc środek sił poprzecznych w bardzo skrajnym wypadku w odległości 10% cięciwy profilu od krawędzi natarcia czyli zakładamy istnienie na przodzie skrzydła bardzo sztywnego kesonu, przyjmującego skręcanie. A więc:

$$\frac{e}{l} = 0{\cdot}1.$$

Wreszcie wprowadźmy do naszego wzoru prędkość dopuszczalną, zakładając w myśl wyżej podanych wskazówek, że

$$v_{kr} = \sim 1{\cdot}35\, v_{dop}.$$

Wzór (64 d) przyjmuje postać:

$$G\,\Theta \geq (0{\cdot}4 - 0{\cdot}1)\, 0{\cdot}08\, F^2\, 1{\cdot}35^2\, v^2_{dop} \frac{1}{2{\cdot}76}$$

$$G\,\Theta \geq 0{\cdot}0438\, F^2\, v^2_{dop} \frac{1}{2{\cdot}76}$$

$$G\,\Theta \geq \frac{1}{23} \times \frac{1}{2{\cdot}76} F^2\, v^2_{dop}.$$

Ostatecznie:

$$G\,\Theta \geq \sim \frac{1}{64} F^2\, v^2_{dop}$$

czyli otrzymamy wzór (66 c).

Podobnie możemy przekształcić wzór (68), podający nam dolną granicę sztywności skrzydła. Po podstawieniu wartości za A dla powyższych danych liczbowych, będziemy mieli:

$$G\,\Theta > 0{\cdot}362 \times 0{\cdot}024\, F^2\, v^2_{dop} \quad . \quad . \quad (68)$$

$$G\,\Theta > 0{\cdot}0087\, F^2\, v^2_{dop}. \quad . \quad . \quad . \quad (68)$$

Otóż, jak już wyżej zaznaczyliśmy, wzór (68) podaje nam dolną wartość sztywności. Górną wartość poda nam prędkość krytyczna, równa 1·35 - krotności prędkości dopuszczalnej; lot z tą prędkością krytyczną skrzydło powinno jeszcze wytrzymać względnie już może się rozlecieć. A zatem górną granicę określa nam wzór:

$$G\,\Theta \geq 0{\cdot}0087\, F^2\, 1{\cdot}35^2\, v^2_{dop}$$

$$G\,\Theta \geq \sim \frac{1}{64} F^2\, v^2_{dop}.$$

A więc znowu doszliśmy do wzoru niemieckiego. Widzimy zatem zupełną zgodność wzorów przez nas wyprowadzanych z obowiązującymi wzorami niemieckimi.

Należy w końcu zaznaczyć, że Niemcy stosują wzór (66 a) i do usterzeń.

4. Kąt skręcenia na końcu skrzydła.

Poniżej podam wzory na kąt skręcenia końca skrzydła w locie nurkowym dla płata jednodźwigarowego lub bezdźwigarowego prostokątnego o stałej sztywności skręcania i którego oś skręcania jest równoległa do krawędzi natarcia i dla skrzydła dwudźwigarowego, którego dźwigary są proste, równoległe do krawędzi natarcia i mają stałą sztywność na zginanie. Znowu należy zaznaczyć, że w zastosowaniu do szybowców wzory te nie dadzą dokładnych wyników tylko przybliżone z powodu innych obrysów skrzydeł szybowców, jednakże w pierwszym obliczeniu można tych wzorów użyć celem uzyskania pewnej wartości przybliżonej [16]. Wzory poniższe odnoszą się do pewnej prędkości „v“ niższej od krytycznej. Potrzebne oznaczenia:

c_{m_0} = spółczynnik momentu paska skrzydła nieodkształconego przy $c_y = 0$ (samego płata).

Dla gęstości powietrza przy ziemi:

skrzydło jednodźwigarowe lub bezdźwigarowe:

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}894}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 c_{m_0}}{G\,\Theta} \text{(w stopniach)} \quad . \quad (70)$$

skrzydło dwudźwigarowe:

$$\vartheta = \frac{2{\cdot}98}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 L^2 c_{m_0}}{E I a b}. \quad . \quad . \quad (71)$$

Dla gęstości powietrza na wysokości 1000 m:

skrzydło jednodźwigarowe lub bezdźwigarowe:

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}811}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 c_{m_0}}{G\,\Theta} \quad . \quad . \quad . \quad (70a)$$

skrzydło dwudźwigarowe:

$$\vartheta = \frac{2{\cdot}70}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 L^2 c_{m_0}}{E I a b} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (71a)$$

Dla gęstośc ipowietrza na wysokości 2000 m:

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}726}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 c_{m_0}}{G\,\Theta}. \quad . \quad . \quad (70b)$$

$$\vartheta = \frac{2{\cdot}45}{1 - \left(\frac{v}{v_{kr}}\right)^2} v^2 \frac{F^2 L^2 c_{m_0}}{E I a b} \quad . \quad . \quad (71b)$$

Ponieważ zwykle chodzi o kąt skręcenia na końcu skrzydła przy prędkości granicznej ograniczonej, więc we wszystkich powyższych wzorach należy zamiast „v“ wstawić wielkość prędkości granicznej ograniczonej (dopuszczalnej). Ograniczając tę prędkość dopuszczalną wzorem (60) i (59) mamy odpowiednio dla poszczególnych wysokości:

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}715\, n^2\, w_0^{2{\cdot}07}}{1 - 0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1{\cdot}035}}{v_{kr}}\right)^2} \frac{F^2 c_{m_0}}{G\,\Theta} \quad . \quad . \quad (72)$$

$$\vartheta = \frac{2{\cdot}384\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{E I a b} \quad (73)$$

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}649\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, c_{m_0}}{G\Theta} \quad (72\,a)$$

$$\vartheta = \frac{2{\cdot}16\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{E I a b} \quad (73\,a)$$

$$\vartheta = \frac{0{\cdot}581\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, c_{m_0}}{G\Theta} \quad (72\,b)$$

$$\vartheta = \frac{1{\cdot}96\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{E I a b} \quad (73\,b)$$

Według przepisów maksymalny w ogóle kąt skręcenia na końcach skrzydła nie powinien przekraczać pewnej określonej wielkości „ϑ_1". Wstawiwszy tę wartość w równania (70) i (71) tzn. dla gęstości powietrza przy ziemi (przyjęcie niekorzystne) i przyjmując, że kąt „ϑ_1" może być osiągnięty przy prędkości granicznej ograniczonej (dopuszczalnej), mamy po odpowiednich przekształceniach:

$$G\Theta = \frac{0{\cdot}894\, v^2_{gr.\,ogr.}}{1-\left(\frac{v_{gr.\,ogr.}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, c_{m_0}}{\vartheta_1} \quad (74)$$

$$E I = \frac{2{\cdot}98\, v^2_{gr.\,ogr.}}{1-\left(\frac{v_{gr.\,ogr.}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{\vartheta_1\, a b} \quad (75$$

Posługując się wzorami (72) i (73) mamy:

$$G\Theta = \frac{0{\cdot}715\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \cdot \frac{F^2\, c_{m_0}}{\vartheta_1} \quad (76)$$

$$E I = \frac{2{\cdot}384\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{\vartheta_1\, a b} \quad (77)$$

Według zwyczajów polskich wartość „ϑ_1" może wynosić najwyżej:

$$\vartheta_1 = 3{\cdot}5^0$$

względnie, jak podają przepisy niemieckie z 1935 roku a za nimi Janik:

$$\vartheta_1 = 3{\cdot}6^0.$$

Po podstawieniu tej wartości $3{\cdot}5^0$ w równania (74)—(77) mamy:

$$G\Theta = \frac{0{\cdot}255\, v^2_{gr.\,ogr.}}{1-\left(\frac{v_{gr.\,ogr.}}{v_{kr}}\right)^2} \; F^2\, c_{m_0} \quad (78)$$

$$E I = \frac{0{\cdot}852\, v^2_{gr.\,ogr.}}{1-\left(\frac{v_{gr.\,ogr.}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{a b} \quad (79)$$

$$G\Theta = \frac{0{\cdot}204\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\,035}}{v_{kr}}\right)^2} \; F^2\, c_{m_0} \quad (80)$$

$$E I = \frac{0{\cdot}681\, n^2\, w_0^{2\cdot07}}{1-0{\cdot}8\left(\frac{n\, w_0^{1\cdot035}}{v_{kr}}\right)^2} \; \frac{F^2\, L^2\, c_{m_0}}{a b} \quad (81)$$

Wzory (78)—(81) dają nam wartości na średnią sztywność skręcania i na średnią sztywność na zginanie dźwigarów dla skrzydła 1-o lub 2-dźwigarowego w zależności od maksymalnego kąta skręcenia na końcach. Wzory te mogą oddać duże usługi przy wstępnym obliczaniu wytrzymałościowym skrzydła. Mianowicie powyżej zaznaczyłem, że wielkości $G\Theta$ i EI powinny spełniać nierówności (66) i (67) względnie (68) i (69). Po przyjęciu prędkości krytycznej tzn. po przyjęciu stosunku jej do prędkości dopuszczalnej, możemy obliczyć średnią rzeczywistą wartość $G\Theta$, której możemy już użyć do konstrukcji skrzydła. Sposób tego obliczenia podany był wyżej. Obliczoną względnie przyjętą prędkość krytyczną wstawiamy do równania (78)—(81) i obliczamy $G\Theta$ względnie EI ze względu na kąt skręcenia. Tak obliczone wartości na $G\Theta$ i EI powinny być równe lub mniejsze od wartości, obliczonych poprzednio. Gdyby wartości na $G\Theta$ względnie EI, obliczone z równań (78)—(81), były większe od wartości $G\Theta$ względnie EI, obliczonych poprzednio, to do dalszych obliczeń należy użyć tych wartości większych, chyba, że zgodzimy się na możliwość wystąpienia większych kątów skręcania końców skrzydła, niż dopuszczalne.

Powyższe obliczenia wielkości kąta skręcenia są obliczeniami wstępnymi, gdyż, jak to wyżej zaznaczyłem, wzory na prędkość krytyczną i kąt skręcenia na końcach skrzydła odnoszą się właściwie do skrzydeł o obrysie prostokątnym i o stałych sztywnościach skręcania względnie zginania. Jednakże pozwolą nam one na przyjęcie grubości sklejki na powłokę kesonu względnie wymiarów dźwigarów z wystarczającą dokładnością. Dopiero po tych obliczeniach należałoby przeliczyć skrzydło dokładnie na skręcanie w locie nurkowym, przyjmując prędkość dopuszczalną i dokładne wymiary poszczególnych elementów skrzydła, obliczone powyżej w sposób przybliżony. Szczególnie będzie tu chodziło o wielkości kątów skręcenia poszczególnych przekrojów skrzydła. Można to uskutecznić metodami, podanymi w [16] lub [18].

W tablicy 2 podano wielkość kąta skręcenia na końcach skrzydła dla 2 szybowców, obliczoną według (70). We wzorze tym za $G\Theta$ wzięto średnią wartość z rzeczywistego skrzydła w ten sposób, że skrzydło zamieniono na prostokąt o tej samej rozpiętości; dla otrzymanej w ten sposób średniej głębokości uzyskano z rzeczywistego skrzydła pewną sztywność skręcania przekroju, przyjętą do obliczeń. Prędkość krytyczną obliczono wzorem (64). Za „v" we wzorze (70) wzięto prędkość dopuszczalną, na którą dany szybowiec był rzeczywiście liczony. Wyliczony zatem kąt skręcenia na końcach skrzydła występuje przy prędkości dopuszczalnej.

Wreszcie w tablicy 2 podano wielkość $G\Theta$, obliczoną wzorem (78). Za prędkość dopuszczalną przyjęto w tych wzorach znowu tę prędkość, na

którą dany szybowiec był rzeczywiście liczony. Otrzymana w ten sposób wartość na sztywność skręcania $G\Theta$ będzie to minimalna przybliżona średnia wielkość $G\Theta$ ze względu na dopuszczalną wielkość kąta skręcenia na końcach skrzydła.

Jak widać z tablicy 2 kąt skręcenia na końcach skrzydła przy szybkości dopuszczalnej dla szybowca ITS 8 wypada dosyć wielki. Dla szybowca ITS 4 *b* nie obliczono tego kąta, gdyż prędkość krytyczna jest mniejsza niż prędkość dopuszczalna. Sztywność skręcania $G\Theta$ dla szybowca ITS 8, obliczona wzorem (78), wypada większa niż rzeczywista sztywność skręcania, co się zgadza z wielkością kąta skręcenia (70). Widać z tego, że przy prędkości dopuszczalnej kąt skręcenia na końcach skrzydła będzie większy niż $3{\cdot}5^0$, która to wielkość jest jeszcze dopuszczalną według przepisów polskich. Ten wypadek ma miejsce prawie u wszystkich szybowców. Okazują one przeważnie większy kąt skręcenia na końcach skrzydła niż $3{\cdot}5^0$. Np. według Stępniewskiego (ISTUS, Budapeszt 1936) w czasie pomiarów szybowca ITS 4 kąt skręcenia końców skrzydła o wielkości 3^0 występował już przy prędkościach 110—120 *km/godz.*, a więc przy prędkości, równej blisko połowie prędkości dopuszczalnej.

5. Możliwość odwrotnej reakcji steru poziomego w locie nurkowym.

W stromym locie nurkowym może czasami zajść zmiana kierunku oddziaływania steru poziomego. Dokładny opis tego zjawiska podają np. Grzędzielski [20] i Seredyński [16].

Przytoczę tu zatem tylko końcowe równania Grzędzielskiego, nie zajmując się zupełnie ich wyprowadzaniem a następnie podam wnioski, jakie się dadzą z nich wysnuć.

Potrzebne oznaczenia:

C_{mG} = spółczynnik momentu szybowca bez usterzenia względem środka ciężkości szybowca.

C'_{mG} = spółczynnik momentu usterzenia poziomego względem środka ciężkości szybowca.

ΔC_{mG} = spółcynnik momentu wypadkowego względem środka ciężkości szybowca.

ΔC_{mG_1}, ΔC_{mG_2} = powyższy spółczynnik dla tego samego „i" a różnych „β" lub „δ".

C_y = spółczynnik wyporu szybowca bez usterzenia.

C'_y = spółczynnik wyporu usterzenia odosobnionego.

C_r = spółczynnik momentu zawiasowego steru poziomego.

i = kąt natarcia płata.

i' = rzeczywisty kąt natarcia usterzenia.

δ = kąt zaklinowania statecznika.

β = kąt załamania steru.

F = powierzchnia skrzydła.

s = powierzchnia usterzenia poziomego.

t = cięciwa skrzydła.

L_1 = odległość środka ciężkości szybowca od środka usterzenia.

λ = wydłużenie.

β_1, β_2 = kąty załamania steru dla tego samego „i" a różnych ΔC_{mG}.

k_1 = spółczynnik określający stratę prędkości w okolicy usterzenia.

k_2 = spółczynnik kąta spływu.

n = spółczynnik zależny od wymiarów steru i statecznika poziomego.

ν = spółczynnik zależny od wymiarów steru i statecznika poziomego, poza tym od kompensacji.

C'_n = spółczynnik składowej normalnej usterzenia poziomego.

t_H = średnia głębokość opierzenia poziomego.

t_R = średnia głębokość steru poziomego.

$2L$ = rozpiętość całego skrzydła.

p = stosunek odległości środka ciśnień na usterzeniu poziomym od średniego położenia środka ciśnień skrzydła szybowca do połowy rozpiętości.

f = spółczynnik zależny od wydłużenia skrzydła.

Grzędzielski wprowadza określenia:

$$i' = i + \delta - \varepsilon \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (82)$$

$$\varepsilon = k_2 \frac{C_y}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (83)$$

$$i' = i + \delta - k_2 \frac{C_y}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad (83\,a)$$

$$C_y' = B(i' - n\beta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (84)$$

$$C_y' = B'(i' + \nu C_r). \quad . \quad . \quad . \quad (85)$$

Według [27] zgodnie z pomiarami w tunelach równanie (84) może mieć właściwszą postać:

$$C_n' = \frac{d\,C_n'}{d\,i}(i' - n\beta). \quad . \quad . \quad (84\,a)$$

Spółczynnik „k_1" można wyznaczyć, porównując wartości spółczynnika momentu wypadkowego szybowca przy tym samym kącie natarcia „i" i różnych kątach załamania steru „β_1" i „β_2".

$$k_1 = \frac{F\,t}{s\,L_1} \cdot \frac{\Delta C_{mG_1} - \Delta C_{mG_2}}{B\,n\,(\beta_1 - \beta_2)} \quad . \quad . \quad . \quad (86)$$

Wiadomo, że równowagę momentów około osi przechodzącej przez środek ciężkości i prostopadłej do płaszczyzny symetrii szybowca określa równanie:

$$\Delta C_{mG} = C_{mG} - C'_{mG} = 0 \quad . \quad . \quad (87)$$

Je można przedstawić:

$$\Delta C_{mG} = C_{mG} - k_1 \frac{s\,L_1}{F\,t} C_y' = 0 \quad . \quad . \quad (88)$$

$$\frac{\Delta C_{mG}}{k_1} = \frac{C_{mG}}{k_1} - \frac{s\,L_1}{F\,t} C_y' = f(i') = 0 \quad (89)$$

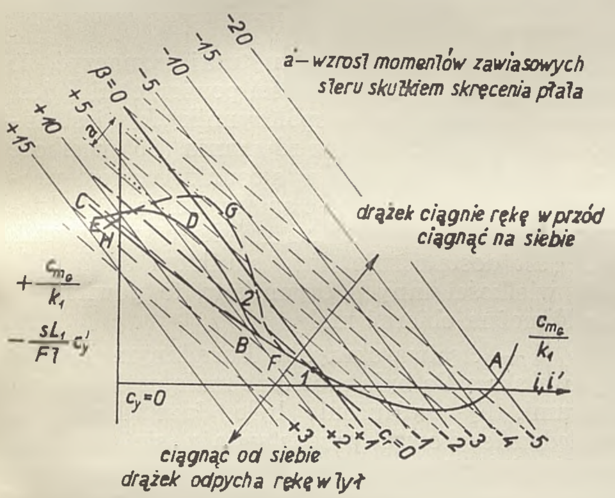
Z (84) i (85) widać, że C_y' jest funkcją i' i β lub i' i C_r.

Równanie (89) przedstawia Grzędzielski wykreślnie (ryc. 15). Na osi odciętych odmierzone są rzeczywiste kąty natarcia usterzenia „i'"

i oznaczone są kąty natarcia skrzydła. Na osi rzędnych mamy dwie skale równe: skalę dla

$$+\frac{C_{m\,G}}{k_1} \quad \text{i dla} \quad -\frac{s\,L_1}{F\,t}\,C_y'.$$

Dla każdego kąta „i'“ z (89) otrzymamy odpowiedni kąt „i“ i wyznaczamy spółczynnik $\frac{C_{m\,G}}{k_1}$ przy stałym kącie „β“ lub stałym „C_r“. W wykresie tym osobno przedstawia się wyrażenie $\frac{C_{m\,G}}{k_1}$ a osobno $\frac{s\,L_1}{F\,t}\,C_y'$. . Pierwsze wyrażenie przedstawi się w funkcji kąta natarcia „i'“ jako krzywa, drugie wyrażenie dla stałego „β“ lub „C_r“ przedstawi się jako linia prosta. Zatem wykreślamy wartości momentów usterzenia jako siatki linij $\beta = const$ i $C_r = const$. Tego rodzaju przedstawienie równowagi (89) pozwala nam badać wpływ momentów szybowca bez usterzenia względnie wpływ momentów skrzydła na wielkość momentów zawiasowych steru a więc i na wielkość siły, wywieranej przez pilota na drążek sterowy.



Ryc. 15.

Wykres spółczynnika momentu szybowca bez usterzenia „$C_{m\,G}$“ i momentów usterzenia w funkcji kąta natarcia usterzenia „i'“.

Omówimy pokrótce wykres na ryc. 15. Linia $C_r = 0$ jest charakterystyką usterzenia z wolno puszczonym sterem. Dzieli ona płaszczyznę rysunku na dwa obszary I i II. Obszar I na prawo w górę odpowiada położeniom równowagi, w których drążek sterowy należy ciągnąć czyli drążek sterowy w tym obszarze ciągnie rękę w przód. W obszarze II należy drążek cisnąć od siebie czyli nawzajem drążek odpycha rękę w tył. Krzywa momentów szybowca bez usterzenia może mieć rozmaite przebiegi:

a) Krzywa ma przebieg *A—B—C*. Tego rodzaju przebieg krzywej momentów szybowca bez usterzenia jest bardzo pożądany i właściwie ta krzywa tylko w ten sposób powinna przebiegać. Pilot, wprowadzając szybowiec w stromy lot nurkowy, musi stale zmniejszać kąt „i“ a więc również „i'“. Musi zatem stale cisnąć na drążek przy wprowadzaniu a przy wyprowadzaniu ciągnąć na siebie. Można tak skonstruować sterownicę, by siły, wywierane na drążek nie były zbyt duże. Punk 1 przedstawia lot ślizgowy szybowca z wolno puszczonym sterem; jest to lot stateczny.

b) Krzywa ma przebieg *A - B - D - E*. Krzywa momentów przecina powtórnie prostą $C_r = 0$ w punkcie 2. Tego rodzaju krzywę momentów mogą posiadać niektóre szybowce nawet w stanie skrzydła nieskręconego. Natomiast gdy skrzydło ulegnie skręceniu, to tego rodzaju przebieg momentów skrzydła jest zjawiskiem częstym. Zmiana przebiegu krzywej momentów skrzydła występuje właśnie na skutek skręcenia skrzydła. — W punkcie 1 mamy lot śligowy szybowca z wolno puszczonym sterem; jest to lot stateczny. Następnie pilot wprowadza szybowiec w lot nurkowy; zmniejsza się zatem kąt „i'“ i kąt „i“. Pilot ciśnie na drążek czyli niejako poruszamy się po krzywej momentów szybowca bez usterzenia od punktu *B* do *D* i *E*. W punkcie 2 mamy $C_r = 0$. Po przejściu punktu 2 widzimy, że, pomimo tego, iż szybowiec jest w locie nurkowym, drążek sterowy zaczyna ciągnąć rękę pilota w przód czyli szybowiec samorzutnie dąży do tego, by dalej zmniejszać kąty „i“ i „i'“ i by niejako dalej poruszać się po krzywej *A - B - D - E* w kierunku ku *E*. Szybowiec w punkcie 2 jest z wolno puszczonym sterem niestateczny właśnie z tego powodu, że drążek sterowy niejako samorzutnie porusza się ku przodowi. Powiadamy, że w tym stanie szybowiec sam „angażuje się“ w lot nurkowy. Fizykalnie rzecz biorąc, można to zjawisko wyjaśnić w następujący sposób: zwykle usterzenie jest odmuchiwane z dołu, tak, że do zwiększenia kąta załamania steru „β“ potrzeba pewnej siły, wywartej na drążku sterowym. W stromym locie nurkowym jednak może się zdarzyć sytuacja — jak na ryc. 15. od punktu *B* — że szybowiec skutkiem skręcenia skrzydła krawędzią natarcia w dół będzie tak leciał, że usterzenie będzie odmuchiwane z góry a więc same strugi powietrza będą naginały ster ku dołowi czyli samorzutnie będą zwiększać kąt załamania steru „β“. To objawi się w ten sposób, że drążek sterowy będzie odpychany od pilota. Ten stan będzie tak długo trwał, aż szybowiec przejdzie częściowo na plecy i rozpocznie lot ślizgowy na plecach, tak, by usterzenie znowu było odmuchiwane — względnie biorąc — od dołu. To zjawisko ciągnienia ręki pilota w stromym locie nurkowym w przód, od niego, nazywać będziemy odwróceniem oddziaływania steru w stromym locie nurkowym. Po częściowym przejściu na plecy może to odwrócenie oddziaływania steru minąć. Na ryc. 15. będzie to zależało od tego, w którym punkcie krzywa momentów szybowca bez usterzenia przetnie po raz trzeci prostą $C_r = 0$.

Odwrotne działanie steru w locie nurkowym jest zjawiskiem niepożądanym a nawet wręcz niebezpiecznym. Drążek bowiem może być z tak wielką siłą ciągnionym w przód, że siła pilota nie wystarczy do utrzymania drążka i szybowiec może wbrew woli pilota przejść na plecy, co grozi niekiedy katastrofą.

c) Krzywa ma przebieg *A - F - G - H*. Otrzymujemy jeszcze bardziej niekorzystny przebieg

krzywej momentów szybowca bez usterzenia. Gdy np. krzywa $A-B-D-E$ przedstawia przebieg momentów dla skrzydła nieskręconego a krzywa $A-F-G-H$ przebieg momentów dla skrzydła skręconego, to odcinek „a" przedstawia nam wzrost momentów zawiasowych steru skutkiem skręcenia skrzydła.

Poniżej rozpatrzymy warunki, jakie muszą być zachowane, by w locie nurkowym nie nastąpiło odwrotne oddziaływanie steru wysokościowego.

6. Warunki niezachodzenia odwrotnego oddziaływania steru poziomego w locie nurkowym.

Warunkiem koniecznym i wystarczającym do tego, by w locie nurkowym nie zachodziło odwrotne oddziaływanie steru poziomego jest takie ułożenie linii momentów usterzenia z wolno puszczonym sterem ($C_r = 0$), by ona leżała stale ponad krzywą momentów szybowca bez usterzenia [20]. Zatem linia $C_r = 0$ powinna przecinać krzywą momentów szybowca bez usterzenia tylko w jednym punkcie 1. Warunek ten da się również inaczej przedstawić a mianowicie: dla wszystkich kątów natarcia usterzenia i skrzydła w locie nurkowym tzn. w całym obszarze II spółczynnik momentu zawiasowego steru poziomego musi być większy od zera. Zatem zawsze:

$$C_r > 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (90)$$

W czasie wchodzenia w lot nurkowy musi być spełniony warunek:

$$\Delta C_{mG} = C_{mG} - k_1 \frac{s L_1}{F t} C_y' < 0. \quad . \quad (91)$$

Po uwzględnieniu (85) możemy napisać:

$$C_{mG} < k_1 \frac{s L_1}{F t} B' (i' + \nu C_r). \quad . \quad . \quad (92)$$

Po odpowiednich przekształceniach:

$$C_{mG} \frac{t F}{k_1 s L_1 B' \nu} - \frac{i'}{\nu} < C_r. \quad . \quad (93)$$

Ponieważ C_r ma być zawsze dodatnie, więc powyższa nierówność (93) będzie napewno spełniona, gdy:

$$C_{mG} \frac{t F}{k_1 s L_1 B' \nu} \leqslant \frac{i'}{\nu} \quad . \quad . \quad . \quad (94)$$

lub:

$$C_{mG} \frac{t F}{k_1 s L_1 B'} \leqslant i'. \quad . \quad . \quad . \quad (95)$$

Po podstawieniu za „k_1" wartości z (86):

$$C_{mG} \frac{B n (\beta_1 - \beta_2)}{(\Delta C_{mG_1} - \Delta C_{mG_2})} \frac{1}{B'} \leqslant i'. \quad . \quad . \quad (96)$$

Nierówności (95) i (96) podają nam warunek, pod którym w locie nurkowym nie zajdzie nigdy odwrotne oddziaływanie steru poziomego. Zachowanie tego warunku może być uskutecznione przez odpowiedni dobór czynników, występujących po lewej stronie nierówności (95). Rozważmy po kolei wpływ poszczególnych czynników najpierw w (95):

a) F — powierzchnia skrzydła. Dobrze jest, gdy powierzchnia ta jest małą, gdyż wtenczas nie potrzebujemy ograniczać zbytnio innych czynników. Mała powierzchnia skrzydła szybowca pociąga zwykle za sobą wystąpienie dużego obciążenia powierzchniowego skrzydeł. A zatem szybowce rasowe o bardzo dużej rozpiętości, dużej powierzchni nośnej skrzydeł i małym obciążeniu powierzchniowym mogą się w locie nurkowym zachowywać niekorzystnie, jeżeli chodzi o możliwość wystąpienia odwrotnego oddziaływania steru poziomego. Natomiast szybowce wyczynowe o małej powierzchni nośnej (a w których spółczynnik wyporu skrzydeł może być odpowiednio w razie potrzeby zwiększany przez rozmaitego rodzaju urządzenia pomocnicze) i dużym obciążeniu powierzchniowym będą się w locie nurkowym zachowywały korzystniej. Jeżeli chodzi o rozmaite urządzenia pomocnicze, służące do zwiększenia spółczynnika wyporu skrzydeł szybowca, to zajmują się tym prace specjalne [22]—[26]. W każdym razie należy stwierdzić, że dążenia, zarysowujące się w ostatnich czasach, stworzenia nowoczesnego szybowca „ultraaerodynamicznego" o dużym obciążeniu powierzchniowym i zaopatrzonego w wydatnie działające urządzenia do powiększenia nośności, są raczej korzystne z punktu widzenia zachowywania się szybowca w locie nurkowym.

Należy jednakże od razu tutaj zaznaczyć, że warunek, tyczący się wielkości powierzchni F jest wtenczas słuszny, o ile spółczynnik „k_1" jest duży. Albowiem jak widać z równania (86) wielkość powierzchni F wpływa w stosunku wprost proporcjonalnym na wielkość spółczynnika „k_1", który powinien być duży. A zatem skoro spółczynnik „k_1" jest dostatecznie duży skutkiem odpowiednich wielkości innych czynników, to powierzchnię F można obierać małą.

b) t — cięciwa skrzydła. Pożądanym jest, by cięciwa skrzydła była możliwie małą czyli innymi słowami, by wydłużenie było duże. Pod tym względem szybowce przedstawiają się znacznie korzystniej niż samoloty silnikowe, w konstrukcji których nie daje się osiągnąć tak dużego wydłużenia. Tu również należy zrobić tę samą uwagę, co w poprzednim punkcie, gdyż cięciwa „t" wpływa w ten sam sposób na wielkość spółczynnika „k_1", jak powierzchnia F.

c) s — powierzchnia usterzenia. Pożądanym jest, by powierzchnia ta była jak największą. Droga ta może być nieekonomiczną w razie przesady, gdyż zwiększa ciężar szybowca, opory i siły na drążku [20]; nadmiar stateczności przy nurkowaniu jest jednak pożyteczny, szczególnie dla szybowców akrobacyjnych i szybowców, przeznaczonych specjalnie do lotów wysokościowych w chmurach. Obiór wielkości „s" należy jednakże uzależnić od wielkości spółczynnika „k_1", gdyż duża wartość „s" pomniejsza wielkość spółczynnika „k_1". Wielka powierzchnia usterzenia jest zatem tylko wtenczas korzystną, gdy spółczynnik „k_1" jest skądinąd odpowiednio duży.

d) L_1 — odległość środka ciężkości szybowca od środka usterzenia. Odległość ta powinna być jak największą. Powiększać ją można przez umieszczanie środka ciężkości jak najbardziej na przodzie. Pod tym względem szybowce przedstawiają się korzystniej niż wiele konstrukcji samolotów, gdyż w nich środek ciężkości jest zwykle

umieszczony bardzo na przodzie. Warunek ten wymaga raczej długich kadłubów niż krótszych [20]. Tu również należy zrobić tę samą uwagę ze względu na wpływ „L_1" na wilekość spółczynnika „k_1", co w poprzednim punkcie (86).

Biorąc pod uwagę również nierówność (96), widzimy, jak wpływają dalsze czynniki:

e) n — spółczynnik zależny od wymiarów steru i statecznika poziomego. Spółczynnik ten zależy od podziału opierzenia poziomego.

$$n = f\left(\frac{t_R}{t_H}\right).$$

Zależność tę określa szereg wzorów empirycznych. Dla opierzenia niedzielonego jest:

$$n = 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (97)$$

dla opierzenia dzielonego [27]:

$$n < 1. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (98)$$

Im mniejszy stosunek $\frac{t_R}{t_H}$ tym mniejszym jest spółczynnik „n". Otóż z (96) widać, że korzystnie jest, gdy „n" jest małe, czyli gdy zmniejszamy stosunek steru do statecznika poziomego. Należy tu jednak uważać, aby starczyło steru do ściągnięcia szybowca [20]. Ten warunek małego „n" będzie bardzo często kolidował z warunkami, wypływającymi z innych wymagań.

f) $C_{m\,G}$ = spółczynnik momentu szybowca bez usterzenia względem środka ciężkości szybowca. Należy zaznaczyć, że musi to być spółczynnik momentu przy uwzględnieniu skręcenia skrzydła. Spółczynnik ten rośnie przy skręceniu skrzydła (ryc. 15), należy więc dążyć do tego, by konstrukcja skrzydła była bardzo sztywna [20]. Jak bowiem widać z (95), spółczynnik ten powinien być mały. Spółczynnik ten można przedstawić równaniem [20]:

$$C_{m\,G} = C_{m0} + \alpha_1 C_y + \alpha_2 C_y^2 + \Delta(C_y). \quad . \quad (99)$$

C_{m0} zależy od spółczynnika momentu skrzydła dla $C_y = 0$ i od momentu oporów szkodliwych. Aby ten spółczynnik był mały, należy obierać profile o małym spółczynniku c_m dla $C_y = 0$. Pod tym względem profile o możliwie dużym spółczynniku wyporu, używane dawniej w budowie szybowców ze względu na pożądaną małą szybkość opadania, nie są korzystne. Duży spółczynnik wyporu posiadają profile stosunkowo silnie sklepione; klasycznym ich przedstawicielem jest profil *G.* 535, dawniej bardzo rozpowszechniony w swej formie pierwotnej lub też różnych odmianach, uzyskanych głównie przez zmianę grubości względnej. Profile te posiadają obok dużego spółczynnika wyporu również znaczny spółczynnik momentu przy wyporze równym zeru, c_{m0}. Zatem profile takie nie powinny być stosowane właśnie ze względu na możliwość wystąpienia odwrotnej reakcji steru w locie nurkowym. W ostatnich czasach widzimy wybitną dążność do stosowania w budowie szybowców profili szybkościowych, mniej sklepionych, o małej wartości spółczynnika c_{m0} a co za tym idzie, o małej wędrówce środka parcia [28]. Poza tem, aby zmniejszyć C_{m0}, należy jak najbardziej zmniejszyć opory szkodliwe — stąd dążenia do budowy szybowców „ultraaerodynamicznych".

C_y — spółczynnik wyporu całego szybowca powinien być mały. Warunek ten pokrywa się z poprzednim i z dążnością do używania profili szybkościowych.

α_1 — spółczynnik zależny od centrażu w głąb. α_2 — spółczynnik zależny od centrażu prostopadle do cięciwy. Powyższe spółczynniki powinny być jak najmniejsze — najlepiej byłoby, gdyby równały się zeru, tzn. gdyby użyto profili o stałym środku ciśnień i środek ciężkości całego szybowca umieszczono w tym samym punkcie. Jeżeli chodzi o spółczynnik α_1, to już od dawna konstruktorzy starali się o to, by ten czynnik zrobić jak najmniejszym przez umieszczanie środka ciężkości całego szybowca na jednej linii w pionie ze środkiem ciśnień — oczywiście dla jednego stanu lotu, gdyż trudno uwzględniać cały zakres wędrówki środka parcia. Jeżeli chodzi o spółczynnik α_2, to w ostatnich czasach również widzimy ze strony konstruktorów wybitną dążność do tego, by spółczynnik ten uczynić jak najmniejszym. Uzyskać to można przez konstrukcję średniopłatów a nie górno- lub dolnopłatów, w części przez załamanie skrzydeł i układ ich w kształcie spłaszczonej litery „M".

$\Delta(C_y)$ jest resztą rozwinięcia i w pierwszym przybliżeniu jest do pominięcia w zakresie kątów natarcia, dla których można się jeszcze zadowolić liniową zależnością spółczynnika wyporu skrzydła od kąta natarcia [20].

Zbierając powyższe wyniki dochodzimy do ostatecznego wniosku: Spółczynnik $C_{m\,G}$ powinien być mały. Uzyskać to można przez sztywną konstrukcję skrzydła, przez mały spółczynnik momentu skrzydła i przez umieszczenie środka ciężkości całego szybowca w środku ciśnień skrzydła lub blisko niego.

g) B — stała z równania (84). Powinna ona być mała. Stała ta zależy od obrysu i podziału usterzenia i dla różnych obrysów i podziałów usterzenia można ją uzyskać z pomiarów tunelowych.

h) B' — stała z równania (85). Powinna ona być dużą. Stała ta, podobnie jak B, zależy od obrysu i podziału usterzenia.

j) k_1 — spółczynnik wyrażony równaniem (86). Równanie to można dla danego szybowca przedstawić w formie:

$$k_1 = \text{cons}\,\frac{\Delta C_{m\,G_2} - \Delta C_{m\,G_1}}{\beta_2 - \beta_1} \quad . \quad . \quad (100)$$

$$k_1 = \text{cons}\,\frac{\delta\,\Delta\,C_{m\,G}}{\delta\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (101)$$

Należy pamiętać, że powyższa pochodna ma być zrobioną dla stałego kąta natarcia skrzydła „i". Wyrażenie:

$$\frac{\delta\,\Delta\,C_{m\,G}}{\delta\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (102)$$

nazywają „statyczną skutecznością usterzenia poziomego". Wyrażenie to określa zmianę całkowitego momentu podłużnego szybowca przy zmianie kąta wychylenia steru poziomego o jednostkę. Wykresy:

$$\left[\Delta\,C_{m\,G}\right]_{i=\text{cons}} = f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad (103)$$

już są podawane przez niektóre Laboratoria Aerodynamiczne [29]. Z krzywych tych (103) można łatwo przejść do krzywych:

$$\left[\frac{\delta \Delta C_{mG}}{\delta \beta}\right]_{i=\mathrm{cons}} = f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad (104)$$

względnie — co jest żmudniejszym — do krzywych:

$$\left[\frac{\delta \Delta C_{mG}}{\delta \beta}\right]_{i'=\mathrm{cons}} = f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad (105)$$

To drugie przedstawienie jest dlatego żmudniejsze, że kąt natarcia usterzenia „i'" zależy od spółczynnika wyporu skrzydła C_y za pośrednictwem spółczynnika „k_2" (82 *a*), co do którego znowu brak danych pomiarowych. Jednakże bezwzględnie w praktycznych rozważaniach wystarczy przyjąć na kąt „i'" pewną wartość przybliżoną. W tym celu wystarczy obliczyć wielkość kąta spływu (83).

Wielkość kąta spływu „ε" podaje np. Helmbold na podstawie teorii płata nośnego Prandtl'a [30], [31]. Trudność rozwiązania tego problemu polega na nieznajomości dokładnego przebiegu i układu wirów za skrzydłem. Helmbold podaje 2 wzory:

a) eliptyczny rozkład wyporu, gdy wydłużenie w granicy rośnie do nieskończoności:

$$\varepsilon_1 = \frac{57\cdot 3\, c_y F}{4\pi L^2}\left[1\cdot 36 + \frac{\sqrt{p^2+1}}{p} - \frac{0\cdot 45}{p} - 0\cdot 11\, p\right] \text{(w stopniach)} \quad (106)$$

b) skrzydło prostokątne o wydłużeniu skończonym:

$$\varepsilon_2 = \frac{57\cdot 3\, c_y F}{4\pi L^2}\left[\frac{1}{2f^2}\left(1 + \frac{p}{\sqrt{p^2+f^2}}\right) + \frac{1}{2p\sqrt{p^2+1}}\right] \text{(w stopniach)}. \quad . \quad (107)$$

Dalej Hembold poleca pewną formułę interpolacyjną:

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{c_y}{\sqrt{c_y^2+1}}\right)\varepsilon_1 + \frac{c_y}{\sqrt{c_y^2+1}}\,\varepsilon_2. \quad (108)$$

W powyższych wzorach oznaczają:

$p =$ stosunek odległości środka ciśnień na usterzeniu poziomym od średniego położenia środka ciśnień skrzydła szybowca do połowy rozpiętości. W pierwszym przybliżeniu, przy obliczeniu wstępnym, można przyjąć:

$$p = 1, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (109)$$

gdyż odległość środka ciśnień na usterzeniu poziomym od średniego położenia środka ciśnień skrzydła można przyjmować w pierwszym przybliżeniu równą mniej więcej połowie rozpiętości skrzydła [31].

Średnie położenie środka ciśnień skrzydła poleca Fuchs [31] przyjąć w odległości $^1/_3$ głębokości skrzydła od krawędzi natarcia.

$f =$ spółczynnik zależny od wydłużenia płata nośnego. Wykresy zależności „f" od wydłużenia podaje np. [31]. Wartość „f" waha się w granicach 0·8—0·95. Średnio można przyjąć:

$$f = 0\cdot 9. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (110)$$

Po podstawieniu (109) i (110) w (106)—(108) otrzymamy przybliżone wzory na kąt spływu:

$$\varepsilon_1 = 31\cdot 7\,\frac{c_y F}{\pi L^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (111)$$

$$\varepsilon_2 = 20\cdot 46\,\frac{c_y F}{\pi L^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (112)$$

$$\varepsilon = \frac{c_y F}{\pi L^2}\left[31\cdot 7\left(1 - \frac{c_y}{\sqrt{c_y^2+1}}\right) + 20\cdot 46\left(\frac{c_y}{\sqrt{c_y^2+1}}\right)\right]. \quad . \quad . \quad . \quad (113)$$

Munk dla jednopłata podaje wzór:

$$\varepsilon = -\frac{1\cdot 6}{\pi}\, c_y \frac{F}{4L^2}\, 57\cdot 3 = -22\cdot 9\,\frac{c_y F}{\pi L^2}. \quad (114)$$

Wzory (113) i (114) pozwolą nam obliczyć kąt spływu z wystarczającą do celów praktycznych dokładnością. Dla każdego kąta natarcia skrzydła możemy zatem obliczyć odpowiadający kąt natarcia usterzenia (83). Zatem można wykreślić — przy pewnym nakładzie pracy — krzywe (105). Otrzymamy więc gromadę krzywych dla poszczególnych kątów natarcia „i'".

W równanie (96) dla danego kąta „i'" możnaby w pierwszym przybliżeniu wstawić średnią wartość wyrażenia (102), otrzymaną z krzywych (105). Chcąc mieć większą dokładność, należy postąpić inaczej. Mianowicie każdemu kątowi natarcia „i" względnie „i'" odpowiada na biegunowej równowagi jeden kąt „β", dla którego $\Delta C_{mG} = 0$.

Przy pomocy biegunowej równowagi zatem możemy z gromady krzywych (105) utworzyc ostateczną, ważną dla nas krzywą:

$$\left[\frac{\delta \Delta C_{mG}}{\delta \beta}\right]_{\Delta C_{mG}=0} = f(i'). \quad . \quad (115)$$

Wartości tej krzywej podstawiamy w nierówność (96) na całym zakresie kątów natarcia, zachodzących przy wchodzeniu w lot nurkowy.

Z (95) widać, że spółczynnik „k_1" powinien być duży czyli dużym powinno być wyrażenie:

$$\frac{\Delta C_{mG_2} - \Delta C_{mG_1}}{\beta_2 - \beta_1} = \frac{\delta \Delta C_{mG}}{\delta \beta} \quad . \quad . \quad . \quad (116)$$

Wyrażenie (116) będzie wtenczas duże, gdy mianownik będzie mały a licznik duży czyli małym zmianom kąta wychylenia steru poziomego powinny odpowiadać duże zmiany całkowitego momentu szybowca. O ten drugi warunek się troszczyć nie potrzebujemy, gdyż w locie nurkowym małym zmianom położenia steru i tak zawsze odpowiadają bardzo wielkie różnice prędkości i kątów natarcia [20].

Aby uzyskać małe wychylenia steru w locie nurkowym tak jednak, by w locie normalnym i przy lądowaniu wychylenia steru były normalne, nie za małe, należałoby zastosować przekładnię różnicową, na co już uwagę zwrócił Grzędzielski [20]. Poza tym spółczynnik „k_1" będzie duży, gdy będą duże czynniki F, t a małe s, L_1, B, n. Żądanie tyczące się F, t, s, L_1 pozostają w sprzeczności z punktami *a)*, *b)*, *c)* i *d)* w tym ustępie. Najlepiej jest zatem wpływać na zwiększenie spółczynnika „k_1" przez odpowiedni dobór wyrażenia (116) i czynników B, n. Z tego samego

powodu lepiej jest rozważać warunek (96) niż (95), gdyż w (96) wpływ czynników F, t, s, L_1 znosi się.

W związku z wyżej omówionymi szczegółami wysuwa Grzędzielski jeszcze takie warunki celem zapobiegnięcia ewentualnym niedomaganiom w locie nurkowym:

k) W związku z zastosowaniem różnicowego sterowania należałoby użyć dobrze dobranej kompensacji steru poziomego, gdyż przy zastosowaniu sterowania różnicowego wystąpić mogą trudności przy lądowaniu wskutek nadmiernych sił na drążku sterowym.

l) Unikanie cieni aerodynamicznych na usterzeniu przez stosowne oprofilowanie. W razie bowiem ,gdy usterzenie dostanie się w cień aerodynamiczny, pochodzący od skrzydeł i kadłuba, to jest ono mało skuteczne.

Z powyższego widać, że już przy wstępnym obliczaniu szybowca, z danych pomiarowych aerodynamicznych, można się przekonać, czy warunki (95) względnie (96) są spełnione dla całego zakresu kątów natarcia usterzenia w czasie wchodzenia w lot nurkowy i w czasie trwania lotu nurkowego. W nierównościach tych jako stałe występują czynniki F, t, s, L_1, B, B', n, jako zmienne C_{mG}, k_1, $\frac{(\beta_1-\beta_2)}{(\Delta C_{mG_1}-\Delta C_{mG_2})}$. Wyrażenie (96) można jeszcze przedstawić:

$$\frac{C_{mG}\,B n}{B'}\;\frac{1}{\left|\frac{\delta \Delta C_{mG}}{\delta \beta}\right|_{\Delta C_{mG}=0}} \leqslant i'. \quad . \quad . \quad (96)$$

W warunku tym (96) występują 3 stałe B, n, B', które omówimy dokładniej. Zależą one od obrysu i podziału poziomego.

7. Wpływ obrysu i podziału usterzenia poziomego na możliwość wystąpienia odwrotnego oddziaływania steru poziomego w locie nurkowym.

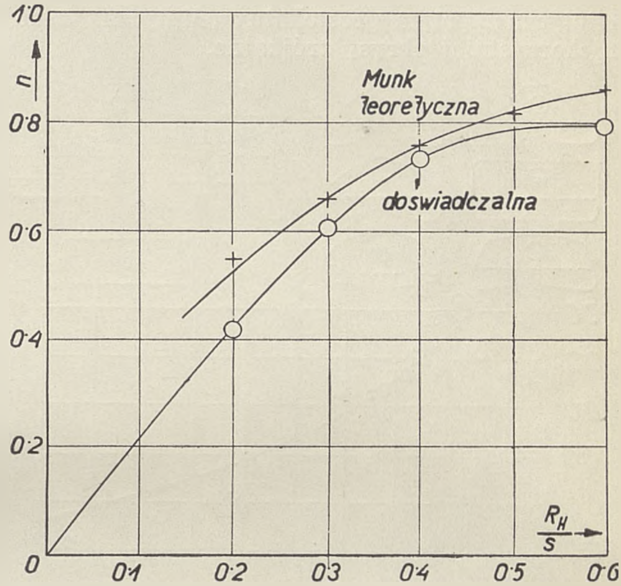
Rozpatrzmy wpływ czynników n, B, B' na warunek (96), pamiętając o tym, że B i n powinny być możliwie małe a B' duże.

a) Spółczynnik „*n*".

Spółczynnik „n" zależy od podziału usterzenia tzn. od stosunku $R_H : s$, gdzie:

R_H = powierzchnia steru poziomego.

Można również uzależnić „n" od stosunku średniej głębokości steru poziomego do średniej głębokości całego usterzenia. Zależność tą według Munk'a [31] widzimy na ryc. 16; krzywa jedna wynikła z doświadczeń, druga z rozważań teoretycznych. Na ryc. 16 mamy również podaną krzywą teoretyczną według Munk'a. Jak widać wyraźnie, „n" jest tym mniejsze im mniejszy jest stosunek $R_H : s$. W budowie szybowców wyczynowych stosowało się czasami opierzenie poziome niedzielone. Chodzi tu głównie o lekkość i małe opory szkodliwe. Opierzenie niedzielone da się zbudować znacznie lżej aniżeli opierzenie dzielone, ze statecznikiem. Również opory szkodliwe przy wychyleniach opierzenia niedzielonego są mniejsze, niż przy równie skutecznych wychyleniach steru opierzenia dzielonego [27]. Zbadajmy wpływ podziału opierzenia poziomego na możliwość wystąpienia odwrotnej reakcji steru poziomego w locie nurkowym.



Ryc. 16.

Zależność spółczynnika „n" od stosunku podziału usterzenia poziomego według Fuchs'a.

Przyjmuję ten sam szybowiec, o identycznych wymiarach poszczególnych elementów i tych samych własnościach aerodynamicznych. Kąt natarcia opierzenia poziomego dzielonego oznaczmy przez i_1', opierzenia niedzielonego przez i_2'. Opierzenie poziome ze statecznikiem dzieli się zwykle w stosunku $R_H : s = 0{\cdot}42$. Stosunek ten równa się zarazem stosunkowi średnich głębokości steru i całego opierzenia $t_R : t_H$. Dla tego podziału przyjmujemy z ryc. 16 okrągło $n_1 = 0{\cdot}7$. Dla opierzenia niedzielonego $n_2 = 1$. Z (96) widać, że, przy nieuwzględnianiu ubocznych wpływów danego podziału usterzenia na pozostałe czynniki, mamy:

$$i_1' \sim n_1 = 0{\cdot}7$$
$$i_2' \sim n_2 = 1.$$
$$i_1' : i_2' = 0{\cdot}7. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (117)$$

A zatem opierzenie dzielone pozwala w locie nurkowym przy zachowaniu tych samych rozmiarów poszczególnych elementów szybowca i tych samych własności aerodynamicznych osiągać kąty natarcia usterzenia poziomego o 30% mniejsze, niż w wypadku zastosowania opierzenia niedzielonego, pod warunkiem, że w locie tym nie powinno zajść odwrotne oddziaływanie steru poziomego.

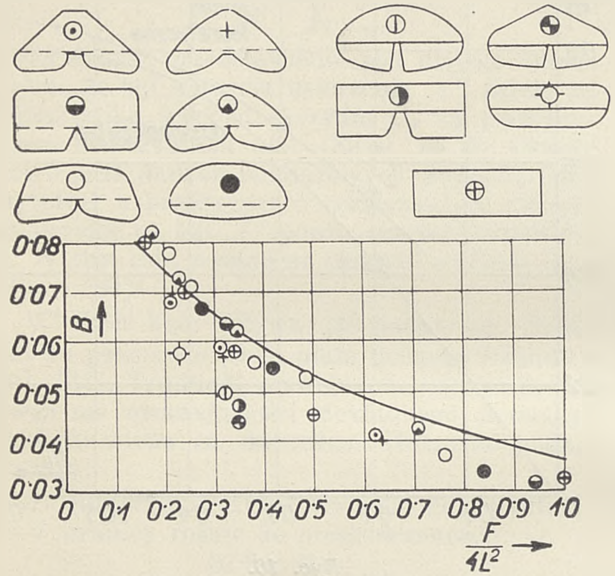
b) Spółczynnik *B*.

Spółczynnik B z równania (84) zależy od wydłużenia skrzydła i obrysu usterzenia. Zależność tę według Fuchs'a widzimy na ryc. 17. Dla punktów, otrzymanych drogą pomiaru, wykreślił Fuchs pewną krzywą, mającą ilustrować zależ-

ność B od wydłużenia skrzydła. Spółczynnik B powinien być mały. Jak widać z wykresu np. dla wartości:

$$\frac{F}{4\,L^2} = 0{\cdot}3 \div 0{\cdot}4$$

najkorzystniej przedstawia się obrys trójkątno-eliptyczny, potym prostokątny ,eliptyczny a najniekorzystniej obrysy trójkątne.



Ryc. 17.

Zależność spółczynnika „B" od wielkości charakterystycznych skrzydła dla różnych obrysów usterzenia.

Z powyższego widać, że można przez odpowiedni dobór obrysu usterzenia poziomego wpływać w pewnym, małym może stopniu na warunki (95) i (96).

c) Spółczynnik B'.

Spółczynnik B' z równania (85) zależy od wydłużenia skrzydła, obrysu usterzenia i kompenzacji. Dotychczas Laboratoria Aerodynamiczne nie podają spółczynnika wyporu usterzenia poziomego odosobnionego w formie (85) tak, że nie można niczego bliższego powiedzieć o wielkości tego spółczynnika B'. Jest to tym trudniejsze, że spółczynnik ten zależy od kompenzacji, która przecież może być różną. Podam tutaj drogę jednakże, jakiejby można użyć, gdyby w szczególnym wypadku chodziło o zbadanie, czy dla danego szybowca może w locie nurkowym wystąpić odwrotne oddziaływanie steru poziomego.

Niektóre Laboratoria Aerodynamiczne, jak np. [21], podają dla steru odosobnionego zależność:

$$\left[C_r\right]_{i'=\mathrm{cons}} = f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (119)$$

Łatwym jest przejść do krzywych:

$$\left[C_y'\right]_{i'=\mathrm{cons}} = f(C_r) \quad . \quad . \quad . \quad (120)$$

$$\left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}} = f(C_r). \quad . \quad . \quad (121)$$

przy zmiennym „β".

Zróżniczkujmy równanie (85) według C_r, przyjmując, że kąt „i'" jest stały.

$$\left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}} = B'\, v. \quad . \quad . \quad (122)$$

Wstawiamy wyrażenie (122) w (85); otrzymamy:

$$C_y' = B'\, i' + \left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}} C_r \quad . \quad . \quad (123)$$

Dla każdej wartości „i'" i „C_y'" mamy z gromady krzywych (120) odpowiadającą wartość C_r. Dla niej z gromady krzywych (121) otrzymamy wyrażenie

$$\left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}}$$

A zatem w równaniu (123) mamy jedną niewiadomą B', którą można wyliczyć. Oczywiście, będziemy brali pod uwagę tylko te kąty natarcia i', które nam będą potrzebne z krzywej momentów szybowca na ryc. 15. Danemu kątowi i' będzie odpowiadał pewien kąt „i" i kąt „β" (z biegunowej równowagi). Mając „i'" i „β", mamy tym samym „C_y'". Spółczynnik B' da nam wzór:

$$B' = \left\{ C_y' - \left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}} C_r \right\} \frac{1}{i'}. \quad . \quad (124)$$

Spółczynnik B' powinien być duży dla danego kąta i', co możemy uzyskać przez:

a) mały spółczynnik momentu zawiasowego C_r. Spółczynnik ten będzie wtenczas mały, gdy np. kompensacja będzie duża. Z tego widać, że w budowie szybowców akrobacyjnych i szybowców, przeznaczonych do lotów wysokościowych w chmurach, duża kompensacja może się okazać bardzo korzystną.

β) małe wyrażenie $\left[\frac{\delta\, C_y'}{\delta\, C_r}\right]_{i'=\mathrm{cons}}$ tzn., że

przy zmianie momentu zawiasowego o jednostkę zmiana spółczynnika wyporu usterzenia poziomego powinna być małą. Ażeby wyrobić sobie pewien pogląd na wpływ obrysu usterzenia i stopnia kompensacji na ten czynnik, należałoby przeprowadzić pewne pomiary tunelowe.

8. Drgania w locie nurkowym.

Wiadomo, że problem drgań skrzydeł i usterzeń jest problemem nowym i dotychczas mało zbadanym. Jednakże powstanie drgań w locie jest bardzo niebezpieczne i przeważnie prowadzi do katastrofy. Szczególnie w locie nurkowym drgania są niebezpieczne z powodu dużej prędkości.

Poniżej wspomnę tylko o danych, odnoszących się do drgań, z przepisów niemieckich 1935 r., wprowadzonych do literatury polskiej już przez Janika.

Otóż przepisy niemieckie podają, że w skrzydłach, które posiadają w lotkach daleko idące wyrównanie mas i sił aerodynamicznych około osi obrotu, podobnie i w usterzeniach masowo wyrównoważonych, nie należy obawiać się drgań wzbudzonych, o ile będzie zachodziła nierówność (66 a). Wzór ten odnosi się do skrzydeł i do usterzeń po podstawieniu odpowiednich wielkości. Czynnik „q" powinien zawierać wielkość największej prędkości w locie nurkowym czyli „v_{dop}".

Poza tym przytoczę tu jeszcze jeden wzór z przepisów niemieckich na „zredukowaną częstotliwość", określającą wielkość:

$$\omega = \frac{\pi n t}{v_{kr}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (125)$$

gdzie:

ω = zredukowana częstotliwość (liczba bezwymiarowa),

n = ilość okresów drgań czyli częstotliwość drgań przy prędkości krytycznej,

t = cięciwa płata,

v_{kr} = prędkość krytyczna.

Słowem „prędkość krytyczna" określa się zwykle prędkość, przy której następuje wyboczenie skrętne skrzydeł lub usterzeń (przy której skrzydła lub usterzenia już dochodzą do granic swojej statycznej stateczności). Tak pojęta prędkość krytyczna pokrywa się z pojęciem prędkości krytycznej, podanym w ustępie II/2. tego artykułu. Lecz słowem tym określa się i prędkość, przy której występują drgania niebezpieczne dla całości danego elementu. Jej wielkość określa się, jak to już wyżej podano, na $1{\cdot}3\, v_{dop}$. Otóż przepisy niemieckie podają dalej, że jeżeli określi się w jakikolwiek sposób „v_{kr}" i „n", to dla samolotów normalnego typu powinna zachodzić nierówność:

$$\omega \leq 0{\cdot}9 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (126)$$

Nierówność (126) pozwala nam przy znanym „n" i „v_{kr}" dobrać „t".

Pytanie jest, jak dla danego typu płatowca dobrać „v_{kr}" i „n". Otóż na to pytanie ściśle odpowiedzieć, jest dzisiaj trudno. Można te niewiadome oszacować na „czucie" na podstawie pewnych danych eksperymentalnych, uzyskanych z prób w locie, robionych w rozmaitych czasach przez różne instytucje. Oczywiście, dane te można stosować tylko do samolotów danego typu (waga, prędkość, obciążenie powierzchniowe, obciążenie mocy, spółczynniki oporu aerodynamicznego itp.). Otóż pewne wyniki takich pomiarów w locie podaje np. Küssner. Jeżeli dla pewnego samolotu mamy z góry podaną „v_{dop}", to oczywiście, że „v_{kr}" obierzemy równe $1{\cdot}3\, v_{dop}$. Teraz zaś będzie chodziło o to, jak wielkie „n" dla danego typu płatowca występuje przy danej prędkości „$1{\cdot}3\, v_{dop}$". Po obraniu tej wielkości „n" na podstawie danych pomiarowych, można te wielkości wstawić w równanie (126) celem orientacyjnego przekonania się, czy wielkość „t" jest dobrze dobraną. Na ogół należy stwierdzić, że ze wzrostem „v_{kr}" a więc i „v_{dop}" rośnie bardzo gwałtownie częstotliwość „n", którą skrzydło musi wytrzymać, tak, że przy dużych prędkościach spełnienie nierówności (126) natrafić może na pewne trudności.

Pomiary drgań skrzydeł na ziemi będą miały w tych wypadkach na celu zbadanie, czy skrzydło wytrzymuje tę żądaną ilość drgań. Oczywiście dobrze jest, gdy liczba „ω" jest dużą, gdyż jest to dowodem, że skrzydło jest bardzo sztywne i wytrzymuje dużą częstotliwość drgań.

Problem drgań jest problemem tak zawiłym, że należałoby się nim zająć osobno na innym miejscu.

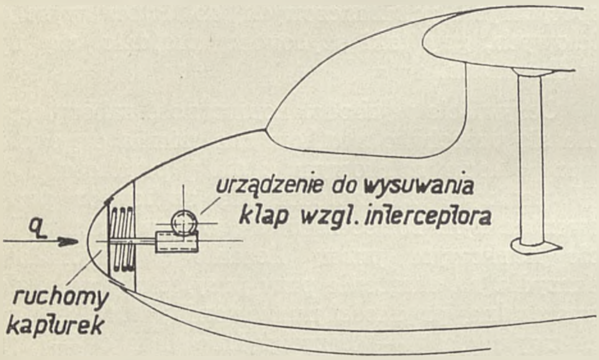
III. Możliwości zastosowania hamulców powietrznych w locie nurkowym.

Duża prędkość nurkowania wpływa na ogół niekorzystnie na całość własności wytrzymałościowych danego szybowca. Jeżeli z góry obieramy szybowiec o bardzo wyśrubowanych własnościach aerodynamicznych i o dużym obciążeniu powierzchniowym, to musimy się liczyć z możliwością wystąpienia dużej prędkości nurkowania. Szczególnie możliwość ta istnieje u szybowców specjalnych, przeznaczonych do lotów wysokościowych, gdy taki szybowiec znajdzie się np. w chmurach.

Oczywiście wychodzi konieczność zabezpieczenia się przeciwko skutkom znalezienia się szybowca w locie nurkowym z dużą prędkością. — W praktyce zabezpiecza się szybowiec przed ewentualnym rozleceniem się w powietrzu w locie nurkowym przez liczenie wytrzymałości skrzydła na skręcenie przy przyjęciu pewnej dopuszczalnej prędkości nurkowania, która jednak że zwykle jest — bezwzględnie biorąc — tym większą, im większą jest prędkość graniczna nieograniczona danego szybowca. Ta ostatnia zaś jest tym większa, im większe jest obciążenie powierzchniowe i im lepsze są własności aerodynamiczne danego szybowca. Ponieważ w ostatnich czasach przejawia się wybitnie w szybownictwie dążność do budowy szybowców o mniejszej rozpiętości skrzydeł, a za to o wyśrubowanych własnościach aerodynamicznych i dużym obciążeniu powierzchniowym tzw. szybowców ultraaerodynamicznych (patrz artykuły Stępniewskiego, Oleńskiego i i. [22], [23], [24], [25]), więc widzimy, że w tych wypadkach dążności konstruktorów do wyśrubowania własności aerodynamicznych i powiększenia obciążenia powierzchniowego szybowca będą się może kłóciły z koniecznością podwyższenia wytrzymałości poszczególnych elementów szybowca z obawy przed możliwością rozlecenia się w powietrzu. Zatem tą drogą nie zawsze dojdziemy do celu, gdyż szybowce, względnie biorąc, może będą wypadały za ciężkie. Budowanie zaś takich szybowców „ultraaerodynamicznych" lekkich może snadnie doprowadzić do katastrof. Drugą drogą, prowadzącą do tego celu, byłoby polepszenie własności lotnych danego szybowca. Jednakże, według Jacobs'a i w tym wypadku nie możnaby zabezpieczyć szybowca przed rozpędzeniem się z powodu np. przeciągnięcia lub błędu pilotażu. Trzecią drogą, prowadzącą do tego celu, teoretycznie zupełnie możliwą i lepszą bezwzględnie od pierwszej i drugiej, praktycznie zaś jeszcze mało wykorzystaną, jest zastosowanie automatycznych lub sterowanych hamulców powietrznych. Mianowicie szybowiec może być zaopatrzony w urządzenie, któreby po przekroczeniu pewnego dopuszczalnego ciśnienia dynamicznego w locie nurkowym automatycznie wysuwało klapy czy pewnego rodzaju interceptory na kadłubie czy skrzydle szybow-

ca, powodujące wzrost oporów szkodliwych szybowca i automatyczne ograniczenie prędkości nurkowania.

Hamulce powietrzne na szybowcach były już próbowane w Niemczech (Jacobs, DFS) i dały bardzo dobre wyniki. Prędkość w locie nurkowym szybowca „Rhönsperber", zaopatrzonego w tego rodzaju hamulce powietrzne, spadła o 54%. W celu dalszych prób zmontowano te hamulce powietrzne na kilku dalszych szybowcach. Na szybowcach niemieckich hamulce są wysuwane ręcznie przy pomocy dźwigni. Poniżej omówię możliwości zastosowania automatycznych hamulców prędkościowych.



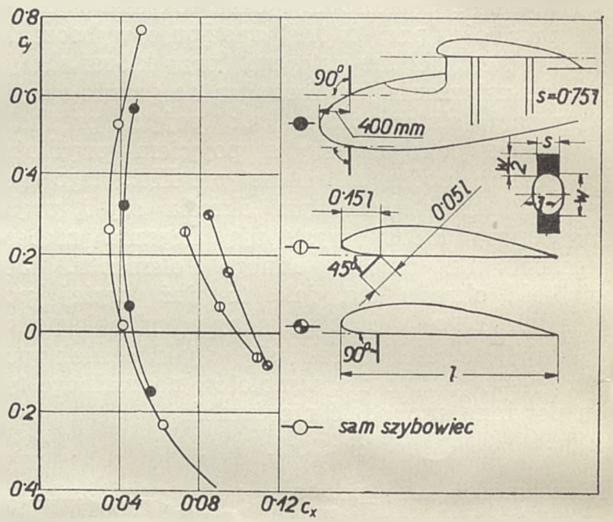
Ryc. 18.
Schemat urządzenia do wysuwania klap.

Na ryc. 18 mamy przedstawiony przód kadłuba szybowca, który posiada ruchomy kapturek (czapeczkę). Kapturek ten jest przytrzymany od wewnątrz sprężyną, posiadającą pewne wstępne napięcie. To wstępne napięcie powinno być regulowane a to dlatego, że sprężyna ta działa w locie przeciwko ciśnieniu prędkości, które jest zmienne z wysokością przy stałej prędkości lotu. Gdyby bowiem szybowiec nurkował raz na wysokości 1000 m a drugi raz na wysokości 3000 m z tą samą prędkością, to w drugim wypadku ciśnienie prędkości byłoby mniejsze i, aby szybowiec nie przekroczył pewnej określonej szybkości nurkowania, wstępne napięcie sprężyny powinno być mniejsze w tym drugim wypadku. Napięcie to możnaby regulować w zależności od przeznaczenia danego szybowca. Racjonalniej byłoby stosować stałe wstępne napięcie, tzn. że kapturek zacząłby się poruszać zawsze przy tym samym ciśnieniu prędkości. Na mniejszych wysokościach ruch kapturka zaczynałby się zatem przy prędkościach mniejszych, na większych wysokościach przy prędkościach większych. Byłoby to dlatego racjonalniejszym, że do obliczeń momentu skręcającego wchodzi właśnie ciśnienie prędkości. Przy tego rodzaju konstrukcji byłaby pewność, że ciśnienie prędkości nigdy nie przekroczy pewnej wielkości, której w danym wypadku użyliśmy do obliczeń.

Zatem przy pewnym ciśnieniu prędkości kapturek zacznie się poruszać w głąb kadłuba przeciwko sile sprężyny i w czasie tego ruchu może wprawić w ruch urządzenie, wysuwające pewnego rodzaju klapy na kadłubie lub interceptory na skrzydle, powiększające opory szkodliwe całego szybowca i nie pozwalające na rozpędzenie się szybowca. Jeżeli szybowiec osiąga w locie nurkowym prędkość v_1 i jeżeli spółczynnik oporu całego szybowca wynosi c_{x01} (przy $c_y = 0$), to przy powiększeniu spółczynnika oporu całego szybowca przy $c_y = 0$ do wielkości c_{x02}, prędkość v_1 zmniejszy się do prędkości v_2, pozostającej do poprzedniej w stosunku:

$$\frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{c_{x\,01}}{c_{x\,02}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (125)$$

Na ryc. 19 mamy przedstawione wyniki dmuchań modelu szybowca C. W. 7 samego a następnie zaopatrzonego w rozmaitego rodzaju powietrzne hamulce prędkościowe.



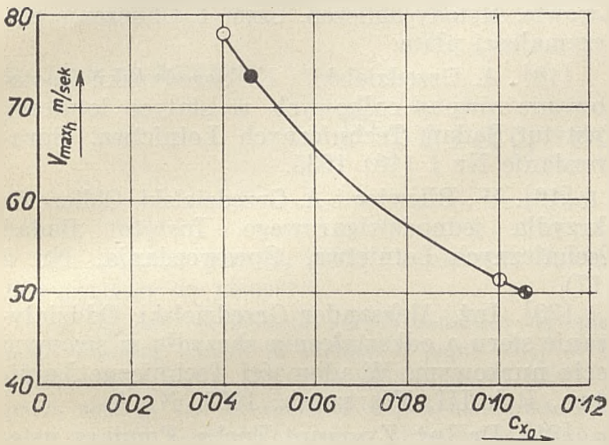
Ryc. 19.
Biegunowe modelu szybowca C. W. 7. zaopatrzonego w rozmaitego rodzaju hamulce powietrzne.

Dmuchania przeprowadzono w Laboratorium Aerodynamicznym Politechniki Lwowskiej. Poniżej w tabeli mamy obliczone dla tego szybowca prędkości w pionowym locie nurkowym ($c_y = 0$) przy zastosowaniu różnych urządzeń hamujących i stosunki tych prędkości do prędkości lotu nurkowego szy-

Stan szybowca	Prędkość graniczna przy ziemi w_0 m/sek	Stosunek w_0 do w_0 bez żadnych urządzeń hamujących
Bez żadnych urządzeń hamujących	74·00	1
2 klapy na kadłubie pod kątem 90°	70·10	0·946
Interceptor na dolnej powierzchni płata wzdłuż całej rozpiętości pod kątem 45°	48·50	0·656
Interceptor na dolnej powierzchni wzdłuż całej rozpiętości płata pod kątem 90°	45·65	0·631

bowca bez żadnych urządzeń hamujących. Do obliczeń przyjęto gęstość powietrza przy powierzchni ziemi; zatem obliczone prędkości będą to prędkości graniczne przy ziemi.

Jak widać z powyższych pomiarów, najskuteczniej działa interceptor na dolnej powierzchni płata, ustawiony pod kątem 90°. Jednakże tego rodzaju interceptory powinny być ewentualnie każdorazowo badane na modelu całego szybowca celem stwierdzenia, czy nie zachodzi oderwanie się strug, które to oderwanie mogłoby niekiedy spowodować drgania.



Ryc. 20.
Krzywa $V_{max\,h} = f\,(c_{x_0})$ dla modelu szybowca C. W. 7.

Jacobs zabezpiecza się od oderwania się strug przy tego rodzaju hamulcach powietrznych w ten sposób, że pozostawia pomiędzy górną powierzchnią skrzydła a interceptorem wolną szczelinę przy umieszczeniu interceptora na górnej powierzchni.

Na ryc. 20 mamy przedstawioną zależność.

$$V_{max\,.\,h} = f\,(c_{xo})$$

dla szybowca C. W. 7. Na tej krzywej są naniesione punkty, odpowiadające poszczególnym hamulcom powietrznym na ryc. 19. Z wykresu tego widać jasno, jak duże zmniejszenie prędkości w locie nurkowym możnaby uzyskać przez stosowanie hamulców powietrznych. Wielkość spadku prędkości uzyskanego na modelu szybowca C. W. 7 jest zbliżoną do wielkości spadku prędkości, uzyskanego według Jacobs'a na szybowcu „Rhönsperber".

Zakończenie.

W drugiej części artykułu „Lot nurkowy szybowca" omawiam lot nurkowy przy uwzględnieniu skręcenia skrzydeł. Po podaniu wzorów na prędkość krytyczną i kąt skręcenia końców skrzydła, określam warunki, jakie muszą być spełnione już przy projekcie wstępnym szybowca i w czasie pierwszych, przybliżonych obliczeń, by

Tablica 2. Wielkości charakterystycznych szybowców.

I.

Szybowiec	F	S	l_1	l_2	δ_1	δ_2	$l_{śr}$	$e_{śr}$	G	Z obliczeń V_{gr_0}	
	m^2	cm^2	cm	cm	cm	cm	cm	cm	kg/cm^2	m/sek	$km/godz$
ITS 8	16·9	549·0	82·0	17·5	0·15	0·4	128·0	36 5	4.10^4	61·0	220
ITS 4 *b*	24·3	600·0	83·0	17·0	0·15	0·45	125·5	35·0	10^4	61·0	220

II.

Szybowiec	c_{m_0} dla samego płata	$\frac{d_{cm}}{d_{cy}}$	$\frac{d_{em}}{d_i}$	$\frac{d_{cy}}{d_i}$	$\frac{e_{śr}}{l_{śr}}$	A	Θ	rzeczywiste $G\,\Theta_{rz}$	(64) V_{kr}	
							cm^4	$kgcm^2$	m/sek	$km/godz$
ITS 8	0·06	0·392	0·0302	0·077	0·285	0·0082	2030	$10^7 \times 8{\cdot}12$	97·0	350·0
ITS 4 *b*	0 055	0·22	0·022	0·10	0·278	—0·0058	2500	$10^7 \times 3{\cdot}10$	50 0	180·0

Szybowiec	$V_{kr} : V_{dop}$	(68) $G\,\Theta$ $kg\,cm^2$ >	$G\,\Theta_{rz} : G\,\Theta$ (68)	$\left(\frac{v_{kr}}{v_{dop}}\right)^2$	(70) ϑ^0	(78) $G\,\Theta$ $kgcm^2$ >
ITS 8	1·59	$10^7 \times 3{\cdot}2$	2·54	2·54	11·75	$10^8 \times 2{\cdot}7$
ITS 4 *b*	0·82	$10^7 \times 4{\cdot}61$	0·672	0·672	—	—

w locie nurkowym z prędkością dopuszczalną nie nastąpiło zniszczenie skrzydeł, względnie, by kąt skręcenia końców skrzydła nie był większy od dopuszczalnego. W końcu podaję warunki, jakie powinny być zachowane, by w locie nurkowym nie wystąpiło odwrotne działanie steru wysokościowego.

Wreszcie omówiłem możliwości zastosowania na szybowcach hamulców powietrznych celem ograniczenia prędkości w locie nurkowym i podałem wyniki pomiarów tunelowych przy zastosowaniu tego rodzaju hamulców na modelu szybowca C. W. 7, przeprowadzonych w Laboratorium Aerodynamicznym Politechniki Lwowskiej [4]).

LITERATURA.

[1]. Stefan Neumark. Badanie wolnego spadku z uwzględnieniem oporu powietrza o zmiennej gęstości. I. B. T. L. Sprawozdanie kwartalne Nr 5, 1931.

[2]. Adam Nowotny. O obciążeniach szybowców w locie. Lwowskie Czasopismo Lotnicze 1934, Nr 1.

[3]. Weyl. Über neuere amerikanische Beschleunigungsmessungen. Z. F. M. 1925, str. 451 i 470.

[4]. Köppen und Hübner. Beschleunigungsmessungen an Flugzeugen. Z. F. M. 1926, str. 534.

[5]. Scheubel. Über Beschleunigungsmessungen im Fluge. Abh. aus d. Aerod. Inst. Aachen. H. 10.

[6]. Diringshofen. Die Bedeutung von hydrostatischen Druckunterschieden für den Blutkreislauf des Menschen bei Einwirkung hoher Beschleunigungen. Z. F. M. 1932, str. 164.

[7]. Diringshofen. Über die Wirkung von Beschleunigungen im Fluge auf den Menschen. Z. F. M. 1933, str. 589.

[8]. Inż. Franciszek Janik. Analiza wyrwania w świetle polskich wymagań wytrzymałościowych. Odczyt dnia 3. IV. 1936. Sprawozdanie; Techniczne Nowości Lotnicze, 1936.

[9]. Przepisy wytrzymałościowe I. B. T. L. dla samolotów.

[10]. Hütte. Des Ingeniers Taschenbuch. Berlin, 1931.

[11]. Mitteilung Nr. 5 d. Deutschen Forschungsinstitutes für Segelflug. Flugsport. — 1933, str. 516.

[12]. Wniosek polski, dotyczący warunków minimalnych wydawania świadectwa sprawności technicznej na szybowce lądowe. (Dział wytrzymałościowy).

[13]. Inż. Jerzy Bukowski. Kilka uwag o pracy śmigła z uwzględnieniem warunków lotu nurkowego. Odczyt w Związku Polskich Inżynierów Lotniczych dnia 28 lutego 1936. Sprawozdanie: Techniczne Nowości Lotnicze, Nr 3, 1936, str. 70.

[14]. Hochleistungs- Segelflugzeug „Minimoa". Flugsport. XXVIII, Nr. 20, 1936.

[15]. Niestateczność skrzydeł samolotu przy dużych szybkościach. Dr Inż. E. S. E. R. Leduc. Bulletin Technique, Nr. 60, 1929. Tłumacz. Techniczne Nowości Lotnicze, Warszawa, Marzec, 1933. Uzupełnienie według ref. Inż. A. A. Sładkopiewcewa, Tiechnika Wozdusz. Fłota, Nr 11, 1932.

[16]. Projekt płatowca. Zeszyt 10 *a*. Metoda obliczenia wyboczenia skrętnego skrzydła. Napisał Kazimierz Seredyński. Warszawa 1936.

[17]. Instytut Techniki Szybownictwa we Lwowie. Metody obliczeń. Część I. Obliczenie wytrzymałości płata.

[18]. A. Grzędzielski i K. Seredyński. Zastosowanie równań całkowych w statyce lotniczej. Instytut Badań Technicznych Lotnictwa. Sprawozdanie Nr 1 (16) 1935.

[19]. W. Bilewicz i A. Grzędzielski. Obliczenie skrzydła jednodźwigarowego. Instytut Badań Technicznych Lotnictwa. Sprawozdania, Nr 2 (17).

[20]. Inż. Aleksander Grzędzielski. Oddziaływanie steru a odkształcenia skrzydła w stromym locie nurkowym. Wiadomości Techniczne Lotnictwa, Rok III, Warszawa, 1935, Nr 4.

[21]. Dr Inż. Zygmunt Fuchs. Pomiary usterzeń poziomych. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, 1933, Nr 4, 1934, Nr 2, 1935, Nr 7.

[22]. Zbigniew Oleński. Zdolność szybowców osiągania wysokości przez krążenie. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, Nr 9, Rok IV, Lwów 1936.

[23]. Inż. W. Stępniewski. Charakterystyki aerodynamiczne i obciążenie płata a własności przelotowe szybowców. Skrzydlata Polska, Nr 12, 1935, Wiadomości Ttechniczne I. T. S.

[24]. Inż. W. Stępniewski. Elementy aeronawigacji szybowcowej. Skrzydlata Polska, Nr 8, 1935, Wiadomości Techniczne I. T. S.

[25]. Inż. W. Stępniewski. Własności przelotowe szybowców oraz kwestia wyzyskania tzw. minimów aerologicznych. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, Nr 9, Rok IV, Lwów, 1936.

[26]. Prof. S. Łukasiewicz — Dr Z. Fuchs — Inż. W. Stępniewski. Niektóre możliwości osiągania zwiększonych wyporów płata z zachowaniem dobrych doskonałości. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, Nr 9, Rok IV, Lwów, 1936.

[27]. Adam Nowotny. Własności szybowców i wyczyny w locie żaglowym. Program wypróbowania szybowców różnych typów. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, Rok I, Nr 2, Lwów, 1933.

[28]. Adam Nowotny. Profile płatów o małei wędrówce środka ciśnień. Lwowskie Czasopismo Lotnicze, Rok I, Nr 4, Lwów, 1933.

[29]. Dr Inż. Zygmunt Fuchs. Wyniki badań aerodynamicznych płatowca „ Pou du Ciel". — Lwowskie Czasopismo Techniczne, Rok III, Nr 8, Lwów, 1935.

[30]. Helmbold. Über die Berechnung des Abwindes hinter einem rechteckigen Tragflügel. Z. F. M. Tom 16, 1925, S. 291 i Tom 18, 1927, str. 11.

[31]. R. Fuchs, L. Hopf, Fr. Seewald. Aerodynamik, str. 175—186.

---

[4]) Artykuł pisany w r. 1936.

[32]. F. N. Scheubel. Geschwindigkeits- und Staudruckverlauf im senkrechten Sturzflug. — Luftfahrtforschung, Tom 13, Nr 11, 1936.

[33]. Fritz Becker. Der Sturzflug in veränderlicher Luftdichte. Z. F. M. 23. Rocznik 1932, Nr 22, str. 659.

[34]. Die Fehlanzeige eines Staudruckmessers in Abhängigkeit von Höhe und Wetterlage. Luftwissen, Tom 3, 1936, Nr 10, str. 317.

[35]. Bauvorschriften für Flugzeuge. Zeszyt 1. Vorschriften für die Festigkeit von Flugzeugen. 1935.

[36]. Luftbremsen für Segelflugzeuge. Von Hans Jacobs. D. F. S. Flugsport, Nr 13, 1937, str. 350, względnie Luftwissen, Tom 4, Nr 7, 1937, str. 207.

[37]. Inż. Franciszek Janik. Wymagana wytrzymałość samolotu. I. T. L. Warszawa, 1937.

[38]. H. G. Küssner. Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelflatterns. Luftfahrtforschung, Tom 12, 1935, Nr 6, str. 193.

G. A. MOKRZYCKI

Pociąg szybowcowy

Vol remorqué

En appelant par: Q_s poids du planeur, S_z surface portante du planeur.

c_{xs}, c_{ys} les coefficients aéredynamiques du planeur, l'auteur trouve la surface S [equv. (4)] et la puissance N [equv. (5)] d'un avion tractif (dont le poids soit Q, les coefficients aérodynamiques sont c_x et c_y) qui peut remorquer n planeurs identiques, avec une vitesse de vol donnée v, et vitesse ascensionnelle w. Par (6) on peut trouver nombre de planeurs n, quand la surface S et la pussance du moteur N d'un avion tractif sont donnés.

Zadanie 1.

Dany jest szybowiec o ciężarze Q_s, powierzchni nośnej S_s spółczynnikach aerodynamicznych (z liną holowniczą) c_{xs} i c_{ys}.

Zbudować dla pociągu n takich identycznych szybowców, o prędkości przelotowej v i prędkości wznoszenia w samolot silnikowy trakcyjny. Ciężar samolotu trakcyjnego oszacowano na Q, spółczynniki aerodynamiczne wynoszą c_x i c_y; znaleźć potrzebną moc N i powierzchnię nośną S samolotu trakcyjnego.

Równanie lotu ukośnego (φ kąt pochylenia toru) dla całego pociągu można napisać:

$$(n P_{xs} + P_x)\, v + (n\, Q_s + Q)\, w = 75\, \eta N \quad . \quad (1)$$

$$(n P_{ys} + P_y) = (n\, Q_s + Q) \cos\varphi, \quad . \quad . \quad (2)$$

w rozwinięciu:

$$n\, c_{xs}\, S_s \frac{\varrho v^3}{2} + c_x S \frac{\varrho v^3}{2} + (n\, Q_s + Q)\, w = 75\, \eta N \quad (1a)$$

$$n\, c_{ys}\, S_s \frac{\varrho v^2}{2} + c_y S \frac{\varrho v^2}{2} = (n\, Q_s + Q) \cos\varphi, \quad . \quad (2a)$$

przyczym nachylenie toru do poziomu określa:

$$\cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{w}{v}\right)^2} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

z $(2a)$ i (3) mamy:

$$S = \frac{1}{c_y} \cdot \frac{1}{\frac{\varrho v^2}{2}} \left[(n\, Q_s + Q) \cos\varphi - n\, c_{ys}\, S_s \frac{\varrho v^2}{2} \right] =$$

$$= \frac{2\,(n\, Q_s + Q) \cos\varphi}{c_y\, \varrho v^2} - \frac{n\, c_{ys}}{c_y} \cdot S_s$$

$$\boxed{S = (n\, Q_s + Q) \frac{2\sqrt{1 - \left(\frac{w}{v}\right)^2}}{c_y\, \varrho v^2} - n \cdot \frac{c_{ys}}{c_y} S_s,} \quad (4)$$

co wstawione do $(1\,a)$ daje:

$$N = \frac{1}{75\,.\,\eta} \left[n\, c_{xs}\, S_s \cdot \frac{\varrho v^3}{2} + c_x \cdot v\, (n\, Q_s + Q) \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{w}{v}\right)^2}}{c_y} - \right.$$

$$\left. - \frac{c_x\, \varrho v^3}{2} \cdot n \cdot \frac{c_{ys}}{c_y} S_s + (n\, Q_s + Q)\, w \right] =$$

$$= \frac{1}{75\,\eta} \left[n\, c_{xs}\, S_s \cdot \frac{\varrho v^3}{2} + \frac{c_x}{c_y} (n\, Q_s + Q)\, v \sqrt{1 - \left(\frac{w}{v}\right)^2} - \right.$$

$$\left. - n \cdot \frac{c_x}{c_y} \cdot \frac{\varrho v^3}{2} \cdot c_{ys}\, S_s + (n\, Q_s + Q)\, w \right]$$

$$\boxed{N = \frac{1}{75\,\eta} \left\{ n \left(c_{xs} - \frac{c_x}{c_y}\, c_{ys} \right) \frac{\varrho v^2}{2}\, S_s + (n\, Q_s + Q) \left[\frac{c_x}{c_y}\, v \sqrt{1 - \left(\frac{w}{v}\right)^2} + w \right] \right\}} \quad (5)$$

dla lotu poziomego należy w (4) i (5) wstawić $w = 0$.

Zadanie 2.

Dany jest samolot holujący określony ciężarem Q, powierzchnią S, spółczynnikami aerodynamicznymi c_x; c_y, silnikiem o mocy N.

Jaką liczbę n szybowców o danym Q_s; c_{xs}; c_{ys}; S_s może holować z szybkością v przy prędkości wznoszenia w.

Z równania $(1\,a)$ (ułamek należy odrzucić) mamy:

$$n \left(c_{xs}\, S_s \frac{\varrho v^3}{2} + Q_s\, w \right) = 75\, \eta N - c_x S \frac{\varrho v^3}{2} - Q w$$

skąd

$$\boxed{n = \frac{75\, \eta N - Q w - c_x\, S \frac{\varrho v^3}{2}}{c_{xs}\, S_s \frac{\varrho v^3}{2} + Q_s\, w}} \quad . \quad . \quad (6)$$

Dla lotu poziomego wstawić w (6) $w = 0$.

Mgr **WŁODZIMIERZ TYLCZAK**

Halniak karpacki

Foehn des Carpathes polonais, nommé halniak

Le long des versants nords des Carpathes, aussi bien que jusqu'à 30—40 *km* au fond des plaines, se développe de temps en temps, le foehn des Carpathes. Ce phénomène est caractérisé par les vents sud jusqu'à 50 *m/sec*, et par les ondes stationnaires. Tabl. I. renseigne le nombre des jours avec halniak, pour Zakopane Tabl. II — pour Bezmiechowa. La marche annuelle de la fréquence de halniak, est représentée sur la fig. 4 *a* (moyenne 1926—1937), les sommes mensuelles — sur la fig. 4 *c*. La comparaison avec la marche annuelle de nuage Moazagotl (fig. 4 *e*) et de nuage Helmbarr (fig. 4 *f*), montre une similitude bien prononcée.

Celem niniejszego artykułu jest zebranie dotychczasowych bardzo nielicznych wiadomości o halniaku karpackim. Przegląd literatury i meteorologicznych materiałów cyfrowych, oraz zapodania ustne pozwalają ustalić następujące fakty:

1. Wiejący od czasu do czasu nad Tatrami, silny wiatr z południowej połowy horyzontu, przybiera na sile na większych wysokościach. Góralom przebywającym na halach daje się on odczuwać daleko silniej, aniżeli w dolinach i stąd nazwa *wiatr halny*.

2. Wiatr ten obserwowany jest w całych Karpatach.

3. Dla tatrzańskiego wiatru halnego, oraz dla wszystkich silnych wiatrów z kierunków południowych w Karpatach, należy przyjąć definitywnie nazwę *halniaka*. Nazwa ta jest używana w gwarze ludowej Tatr i Podhala, i przyjęła się zupełnie w naszym słownictwie lotniczym.

W ten sposób pojęcie halniaka tatrzańskiego rozszerza się na całe Karpaty. Zachodzi oczywiście konieczność sprecyzowania definicji tak rozszerzonego pojęcia. Wyjdźmy tu od określeń wiatru halnego tatrzańskiego.

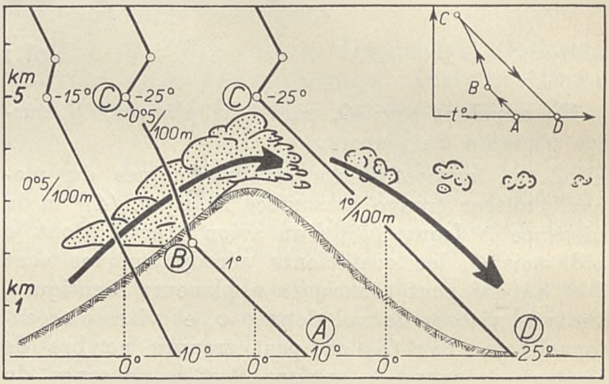
Halniak tatrzański określany jest bardzo dowolnie. Inaczej go definiuje lud, a inaczej meteorolodzy i geografowie. Najwęższą definicją halniaka jest dotychczasowa definicja meteorologiczna, oparta tylko na obserwacjach wiatrów dolnych Tatr. W tym wypadku, halniak jest określany jako jeden z rodzai wiatru fenowego (ryc. 1). Zespół zjawisk towarzyszący temu wąskiemu określeniu byłby następujący:

1. silny, ale o bardzo zmiennym natężeniu wiatr południowy,

2. czapy niskich chmur na południowej linii grzbietów Tatr,

3. przenoszenie się tych chmur na północ,
4. na północnych stokach Tatr i u ich stóp północnych, silne opady z przerwami.

Znanym jest notorycznie fakt, że gwałtowny wiatr południowy panuje podczas halniaka nie tylko w partiach przyterenowych, ale i w wyższych partiach całych Karpat. Świadczą o tym np. szkody w drzewostanach. Mianowicie w partiach podszczytowych nie tylko Tatr, ale Czarno-



Ryc. 1.

Schematyczny przebieg temperatur przy fenie, według starych teoryj. Pierwsza krzywa od lewej przedstawia rozkład temperatur na przedpolu zapory górskiej. Środkowa krzywa — na stokach dowietrznych. Krzywa po prawej stronie — na stokach zawietrznych. Między A i B, wznoszące się powietrze oziębia się o 1⁰/100 m. Między B i C (w chmurach), oziębia się o około 0⁰ 5/100 m. Między C i D powietrze opada, ogrzewając się na całym tym odcinku o 1⁰/100 m. Stąd powietrze mające w punkcie A temperaturę 10⁰, po opłynięciu zapory górskiej przychodzi do punktu D z temperaturą 25⁰.

hory, Gorganów, Beskidu Śląskiego, Babiej Góry itd. znane są tzw. wiatrołomy. Są to mniej lub więcej rozległe połacie lasów ogołoconych z koron drzew, z połamanymi gałęziami, pniami i wywrotami. Jest to efekt huraganowych wiatrów o typie halnym.

Odnośnie wiatrołomów karpackich M. Sokołowski [1]) stwierdza, że „...w gospodarce leśnej halniak, wraz z kornikiem zaliczany jest do największych klęsk w drzewostanie Karpat". Z obszernej pracy Sokołowskiego widać, że drogę przejścia halniaka, oraz jego siłę i kierunek, najlepiej ilustrują powalone drzewa. Na wielkość szkód leśnych wyrządzonych wiatrem wpływa podłoże, rzeźba terenu, układ morfologiczny

---

[1]) M. Sokołowski: Szkody od powału w lasach tatrzańskich i sposoby zapobiegania im w zakresie hodowli lasu. Nakładem Pol. Akad. Umiej., Kraków 1934, str. 1—123.

i ekspozycja grzbietów oraz dolin górskich, wzniesienie nad poziom morza (najmniej odporny jest pas między 1100, a 1300 *m*), pory roku, wreszcie struktura biologiczna, gatunkowość i wiek drzewostanu. Ponieważ najczęstsze występowanie halniaka przypada na jesień i porę zimową, bezlistna część drzew staje się bardziej przepuszczalna dla wiatru, wskutek czego szybkość jego zmniejsza się w partii przyziemnej nieznacznie, a gdy dodamy do tego jeszcze rozmoknięte podłoże, szkody w drzewostanie oczywiście muszą rosnąć.

Zobaczymy teraz jak podaje definicję i opis halniaka Dr Nowicki [2]), na podstawie wiadomości zebranych wśród mieszkańców Tatr. Pisze on:

„Jest to ciepły, gwałtowny wiatr, pojawiający się tylko na północnej stronie Tatr, u ich stóp. Nastaje (rodzi się) w halach, dmie od nich i dlatego halnym zwany. Bywa w jesieni w zbiorki (podczas żniw) lub po nich, zatem we wrześniu i nieco później, nim nastaną mrozy. Na wiosnę znowu duje (dmie) w poście, rzadziej w mięsopusty, miecie wtedy śniegiem przed sobą, robiąc zadmy czyli zaspy, które wnet potem topi. Raz wiał nawet w zimę, na Boże Narodzenie, a wtedy połamał las pod Chodźkowskiem i szopę przeniósł z miejsca. Słychać go naprzód, jak jednostajne huczenie w halach; na dół przybywa już to wnet, już po kilku, niekiedy nawet po dwunastu godzinach. Czasem cofnie się i znowu, ale tężej przychodzi. Dmie zawsze dłużej trzech godzin, zwykle ze dwanaście, czasem przez noc i na drugi dzień do południa. Niekiedy przychodzi z siekawicą (gęstym deszczem); błyskawice, grzmoty, krupy i grad nigdy mu nie towarzyszą. Jest on tak silnym, że z wozów zrywa i roznosi snopki, powężem i drągiem na krzyż przymocowane, a gdy zaskoczy człowieka w halach, gdzie miecie drobnemi kamykami, ten nie zdoła utrzymać się na nogach, lecz musi położyć się na brzuchu, aby nie zostać powalonym i raczkiem czołgać się w miejsce zaciszne. Widziano wszakże dzikie gęsi lecące w tym wietrze, ale falisto, w górę i na dół [3]). W reglach drze świerczynę, wywraca drzewa z korzeniem, lub łamie je, kędy smugą przez las przejdzie, tak nagle, że ani człowiek, ani zwierzę nie ma czasu do ucieczki. Grube nawet świerki łamie na dwa, trzy i cztery kawałki, tak, że na tem miejscu sterczą tylko pniaki mniej lub więcej wysokie, jak to np. widać przed polaną Waxmundzką. Zakopianie nazywają takie miejsca łomem lasu, rąbaniskiem zaś siekierą wycięte. Halny wiatr bywa zarazem powichrem, bierze bowiem i unosi w górę owies, liście, kurz, które potem znowu opuszcza. Jakoż na Podhalu rozmiata niekiedy ze szczętem skoszone zboże, koniczynę, lub siano i co bądź napotka, jak się to przed dwoma laty znienacka biednym Zakopianom przydarzyło. Nim z hal zejdzie w dolinę, garnie cały wał chmur przed sobą, przez Czerwone Wierchy i Gewont, aż po Świnnicę. Te kłębiące się pędzą, jak mówią górale na przewyrt w doliny podhalskie, nikną nie dochodząc do wsi. Niebo bywa podczas tego wiatru czyste, jeno ponad halami widać wał chmur; gdy wiatr halny dopadnie chmury wyżej w powietrzu zawisłej, to ją rozpędza. Dmie od Witowa po Jaworzynę Spiską i Jurgów, lecz na tych kończynach już słabnie. Ustaje, gdy się na deszcz zbierze. Gdy jest silny, czyli hruby, jak się wyrażają Podhalanie, dmie na całym tym pasie. Na Orawie niema go; w dolinie Chochołowskiej wieje także, ale od Roztoki bierze się więcej w polany (ku Kościeliskom), wsi nie dotyka. W Witowie i Jurgowie już zboża nie wymłaca i nie rozmiata. Zwykle nie zajmuje on całego tego pasu, dmąc w Kościeliskach i na Bystrem, słabnie na Olczy. Niekiedy słabszy jest w Zakopanem a silniej dmie na Bystrem. Pod Gubałówką niema go, do Poronina także już nie dochodzi, ani na wiosnę zasp zmiękowych (topniejących) nie tworzy. Na Liptowie niema go i zdarzyło się już, że strzelcy napadnięci od niego na Goryczkowej, wyszli z jego obrębu, skoro się zniżyli w las ku Jaworowej, w dolinie Wiercichy“.

Wielki poeta - geograf XIX w., Wincenty Pol [4]) określa Tatry jako „wielką polską wietrznicę“, a A. Rehman [5]) opisując bardzo szeroko Karpaty i ich klimat pisze tak: „Gdy jest mowa o klimatycznych właściwościach Tatr, to nie można pominąć szczególnego wiatru nazywanego przez górali naszych wiatrem halnym, który przychodzi od południa, spada z niezwykłą gwałtownością od grzbietu Tatr na doliny, a wyróżnia się od wszystkich innych tem, że jest suchy i ciepły. Zdarza on się w Tatrach w ogóle dość rzadko, jedynie w lata gorące i suche, a wielu turystom jest znanym więcej z opowiadań przewodników, aniżeli z własnego doświadczenia“.

Rehman podaje następujący opis halniaka z 16. VIII. 1887: „W ciągu kilku dni poprzedzających burzę, padały częste i obfite deszcze, ale z rana 16 sierpnia zaczęło się niebo wyjaśniać. Powietrze stawało się coraz przeźroczystsze a w południowych godzinach szczyty Kościelca i Świnnicy zdawały się leżeć znacznie bliżej. Około godziny 6 wieczorem rozpoczęły się zrazu w dłuższych przerwach, co prawda słabe jeszcze podmuchy wiatru z południowego - zachodu. Oświetlenie gór, zazwyczaj przy zachodzie słońca tak piękne w Zakopanem, stawało się coraz żywsze. Wydłużony grzbiet Koszystej lśnił ciemno-czerwoną, prawie fiołkową barwą, a ostre szczyty Granatów i w dali widniejące Tatry węgierskie w tem oświetleniu przypomniały mi dolomity Alp tyrolskich, błyszczące przy zachodzie słońca wspaniałem światłem purpurowem. Wreszcie zaczęły się na szczytach gór gromadzić drobne, białe chmurki i płynęły ku wschodowi i północy, dając, w szczupłych wprawdzie ramach,

[2]) F. Nowicki: Rzeźba Tatr. Pamiętnik Tow. Tatrzańskiego, Tom I, str. 24. Kraków 1876.

[3]) Jak wiadomo z halniakiem związane są ruchy falowe wykorzystywane do lotów szybowcowych, a jak widzimy, także i do lotu ptaków (przyp. autora).

[4]) W. Pol: Rzut oka na północne stoki Karpat. Kraków 1851. 8⁰, stron 132. Drukowane w drukarni Czasu.

[5]) A. Rehman: Ziemie dawnej Polski, Cz. I: Karpaty, Rozdz. X, str. 184—188. Kraków 1895.

obraz tego, co Szwajcarzy murami foenu nazywają. Około 9 wieczorem zerwała się burza nad samą wsią, gdy tymczasem do sąsiednich górskich dolin, jak np. do Kościelisk, zawitała już o kilka godzin wcześniej. W coraz to częstszych i coraz silniejszych wybuchach srożył się odtąd wicher aż do godziny 2 w nocy i wstrząsał chaty góralskie. Nie doszedł jednak do takiej potęgi, ażeby ludzkim siedzibom stać się istotnie groźnym. Bez strat i szkód po ogrodach i lasach obejść się oczywiście nie mogło, ale straty te były jeszcze względnie nieznaczne. Nazajutrz było zupełnie spokojnie, w ciągu dnia chmurzyć się znowu zaczęło, a przed wieczorem spadł deszcz, choć niezbyt obfity".

W dalszym ciągu pisze Rehman: „W tej postaci nie różni się nasz wiatr halny niczem prawie od foenu, gorącego i suchego wiatru Alp europejskich, dla których ma niepospolite znaczenie, gdyż wiosną, gdy zawieje, topi w przeciągu 24 godzin więcej śniegu, jak zwykłe słońce w ciągu 14 dni i bywa z tego powodu za prawdziwego zwiastuna wiosny uważany; w jesieni zaś przyśpiesza dojrzewanie winogron i kukurydzy, a ogrzewane przez niego wyniosłości posiadają nawet, według prof. Kernera, odmienną, więcej południową roślinność. Słynny naturalista i znakomity znawca Szwajcarii, Fryderyk Tschudi, w ten sposób opisuje zjawisko foenu w Alpach: „Od strony południa pojawiają się mgliste obłoki i czepiają się szczytów gór. Słońce blade i bez blasku zachodzi na tle silnie zaczerwienionego nieba, poczem obłoki długo jeszcze płoną barwą purpurową. Noc zaczyna się duszna, rosy niema. Księżyc otoczony ponurą czerwoną obsłoną. Powietrze w najwyższym stopniu przeźroczyste, tak, iż góry zdają się być o wiele bliżej. Tło nieba barwi się fiołkowo. Zdala słychać szum górskich lasów. Potoki huczą wśród ciszy nocnej, tocząc zwiększony zapas wód. Jakieś życie niespokojne zdaje się budzić wszędzie i zdążać w doliny. Wreszcie zjawia się foen, zapowiadając się kilkakrotnym, gwałtownym podmuchem, z początku zazwyczaj chłodnym i ostrym, zwłaszcza w porze zimowej, kiedy z olbrzymich pól śnieżnych nadchodzi. Poczem nagle nastaje cisza. Ale w krótce dalsze, gorące fale wichru wpadają gwałtownie w dolinę, a wzmagając się aż do potęgi szalonego orkanu, zmieniającego wciąż swe natężenie, panują przez dwa, lub trzy dni i w odmęt, całą wprawiają przyrodę. Łamią drzewa, rzucają głazy z gór, wzburzają leśne potoki, zrywają dachy domostw, są dla wszystkich postrachem".

Opisy halniaka tatrzańskiego w czasopiśmie „Sylwan" z r. 1899 (Lwów), oraz w „Pamiętnikach Towarzystwa Tatrzańskiego" z roku 1912, 1913 i 1914 (Kraków) przynoszą przestarzałe przyczynki do klimatologii Karpat. Znajdujemy w nich nawet tezy błędne, jak np. u K. Sosnowskiego (Pam. Tow. Tatrz. 1914, str. 30 w podtytule „Klimat i opady"), który pisał „...Wichry w Beskidzie Zachodnim panują częste i silne, choć nie jest tu znany potężny i ciepły wiatr tatrzański, halnym zwany. Co do kierunku to znaczną przewagę ma tu wiatr zachodni".

Bartnicki [6]) twierdzi, że „halny jest zwiastunem niepogody". Jako warunek synoptyczny znajduje depresję przechodzącą na północ od Karpat. Podaje opis halniaka z 15 na 16. VIII. 1923 i wykresy przebiegu ciśnienia, temperatury i wilgotności, podczas obserwacji zjawiska w Zakopanem.

Midowicz [7]) podkreśla, że względnie stałe występowania wiatru halnego w marcu i listopadzie, stanowią w Tatrach zasadnicze punkty przełomowe pór roku, dalej, że wiatry halne na wiosnę, w jesieni, a nawet i w lecie w przebiegu czasowym są dłuższe od halniaków zimowych.

Kosińska-Bartnicka [8]) przy sposobności zdawania recenzji z pracy W. Schmitt'a pt. „Föhnerscheinungen und Föhngebiete" (notabene Schmitt przy wyliczaniu terenów fenowych nie uwzględnił zupełnie Karpat) twierdzi, że halniak prawie niczym nie różni się od alpejskiego fenu. Kosińska pisze, że halniak tatrzański przekracza niejednokrotnie górą głęboką dolinę Zakopanego, uderza o wzniesienia Gubałówki, a odbity od nich ukazuje się w Zakopanem jako wiatr jeszcze cieplejszy i suchszy, ale północny.

Krótkie omówienie halniaka na tle warunków III K. Z. S. w Ustianowej, podaje Kochański [9]) (wraz z opisem stosunków równowagi pionowej i schematami prądów).

Lotnicze pojęcie halniaka.

Praktycznie ważną jest przy halniaku *siła wiatru*, oraz związane z silnym wiatrem *zjawisko stojących fal wymuszonych*. Zjawisko to zostało obszernie opisane w poprzednim numerze Lw. Czasopisma Lotniczego [10]) i nie będę się nim tu zajmować. Muszę jednak przypomnieć, że:

1. zjawisku fal wymuszonych przez silny wiatr typu halniaka, towarzyszą w partii do wysokości 1500—2000 *m* tzw. rotory, o niezwykle silnych i niebezpiecznych rzucaniach,

2. nad rotorami rozciąga się obszar ruchów falowych, z huraganowym, ale zupełnie spokojnym wiatrem i z prądami pionowymi do 8 *m/sek*, a być może i więcej; jeżeli dodamy do tego fakt, że ruchy falowe rozwijają się czasem aż do tropopauzy, lotnicze znaczenie halniaka staje się zupełnie jasne.

Tak więc w lotniczej definicji, *halniak* byłby to *huraganowy wiatr południowy, z towarzyszeniem fal stojących i rotorów*. Że rotory przy halniaku istnieją, świadczy następująca relacja

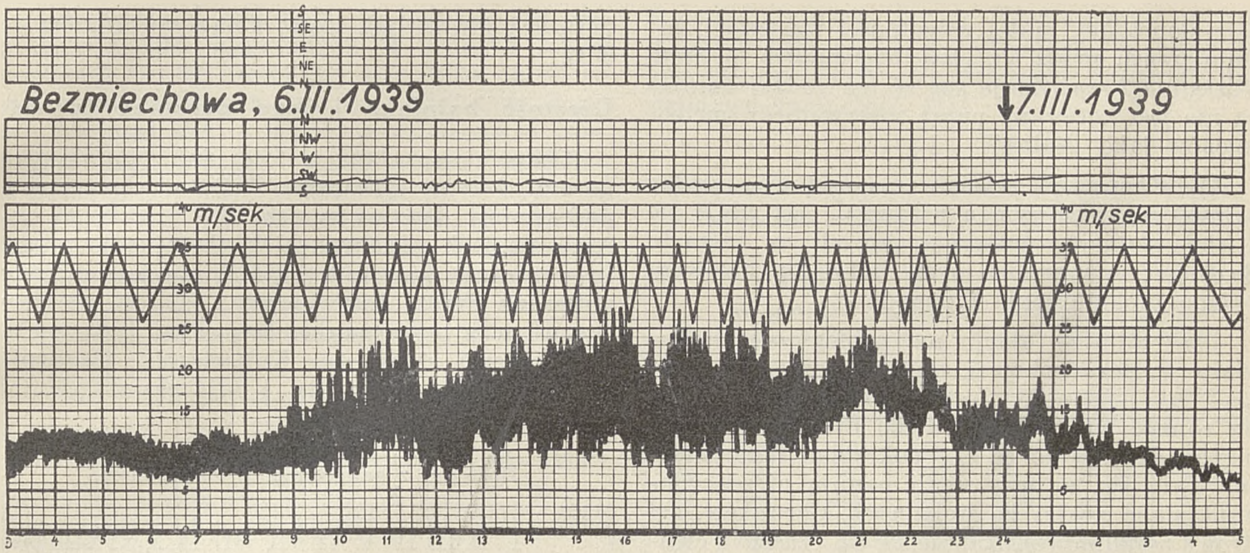
[6]) L. Bartnicki: O wietrze halnym w Tatrach. Czasop. Geograf., Lwów 1924, str. 406—411.

[7]) W. Midowicz: Z rozważań nad problemami anemologicznymi w Tatrach. Przegląd Geograficzny, Tom X, zesz. 3—4, str. 238—250. Warszawa 1930.

[8]) S. Kosińska - Bartnicka: Föhnerscheinungen im Tatragebirge. Meteorologische Zeitschrift 1932, str. 201—202.

[9]) A. Kochański: Termika gór. (Warunki meteorol. podczas Zawodów Szybowcowych w Ustianowej). Skrzydlata Polska 1935, Nr 11, str. 311—315.

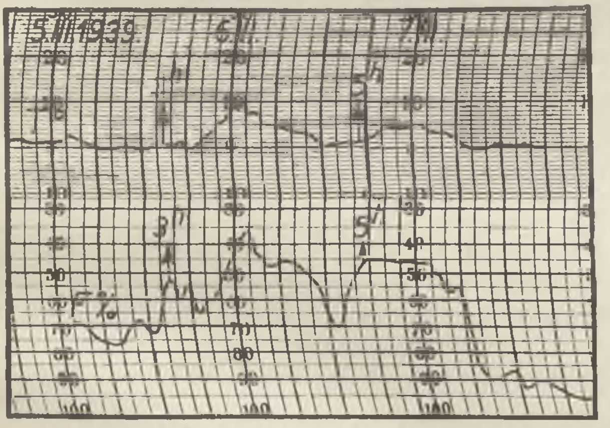
[10]) A. Kochański: Z zagadnień lotu falowego. Lw. Czasop. Lotn. 1938, Nr 14,



Ryc. 2.

Halniak w Bezmiechowej. Szybkość i kierunek wiatru na szczycie Słonnego (626 m n. p. m.). Dnia 6. III o godz. 12 na wysokości 1000 m panował wiatr SSE 16 m/sek, na 1500 m SSW 24 m/sek.

z Zakopanego [11]): „W dolinie Strążyskiej wicher wiał podmuchami lub nacichał, a na grzbietach górskich po bokach doliny chylił nisko smereki i huczał burzliwie. W pewnym miejscu około połowy długości doliny, gdzie rozszerza się ona nad zakrętem potoku, poniżej dwu szczytów reglowych Sarniej Skały i Łysanek, trwały nieustannie drobne białe obłoki (pojedyncze *Frcu*), które stojąc niemal nieruchomo nad ścianami i niewysoko nad nimi (zwłaszcza po prawej stronie



Ryc. 3.

Wzrost temperatury od 0° do 10° i spadek wilgotności względnej od 65 % do 35 % podczas halniaka w Bezmiechowej w dniu 6. III. Okres między 3h 6. III, a 5h 7. III, odpowiada anemogramowi ryc. 2.

Stan nieba 6. III. 1939: 5h— ślad Ci. 8h— cienki Ast, Ci i Cist powyżej 45° ponad horyzontem, w sumie 3/10 zachmurzenia. 11h— jak 8h, zachm. 6/10. 14h— jak 11h, zachm. 5/10. 17h— Ast, Acu, St, w sumie 10/10 zachm. 19h— mgła i śnieg. Ciśnienie z rana 6. III: 710 mm, w ciągu dnia silny spadek.

orograficznej, wschodniej) zdradzały wyraźny *ruch wirowy* dokoła osi poziomej, prostopadłej do kierunku doliny i wiatru, rwąc się w przedniej części chmury (od *N*) i zaginając ku jej dołowi w kierunku przeciwnym prądowi wiatru halnego, tak, że chmurka, zachowując pozornie postać niezmienną, zanikała wciąż u dołu przeciw wiatrowi, a odnawiała się u góry z jego prądem. Zjawisko to obserwowane było około godziny".

Rodzaj i wielkość zachmurzenia, oraz stopień wilgotności względnej powietrza, nie odgrywa w lotniczym pojęciu halniaka żadnej roli. Nawet przeciwnie: halniak tatrzański łączony zawsze z dużym zachmurzeniem o niskim pułapie, nie ma np. dla szybownictwa większego znaczenia, gdyż nawet jeśli prądy fal stojących istnieją, to ślepy lot w niskich chmurach, byłby za niebezpieczny. I odwrotnie: słoneczna, sucha pogoda i huraganowy wiatr południowy nie były — jak dotychczas — uważane przez przeciętnego obserwatora-meteorologa za halniak. Tymczasem prądy fal stojących wtedy istnieją, a lot szybowcowy z racji doskonałej widoczności, można bez przeszkód przeprowadzić.

Podobnie jak fen [12]), można podzielić halniak na niżowy i wyżowy. Halniak niżowy z wichurą, wałem chmur *Stcu*, *Frcu*, *Frnb* w halach, oraz deszczem, jest prawdopodobnie w Tatrach notowany przez obserwatorów jako „halny". Oznaką zbliżania się tego rodzaju halniaka są chmury *Ast radiatus* i *Acu lenticularis* [13]). Występuje najczęściej późną jesienią.

Jak dotychczas, tylko halniak wyżowy został wykorzystany do lotów szybowcowych, tak u nas, jak i w Niemczech. Ta odmiana halniaka charakteryzuje się też silną wichurą, ale przy pogo-

[11]) S. Kosińska - Bartnicka: Wiatr halny w dniu 15 lipca 1931. Wiad. Met. i Hydr. 1931, Nr 7, str. 198.

[12]) J. Kuttner: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre, Tom 25, str. 79—114. — Leipzig 1938.

[13]) S. Kończak: Wpływ föhnu na klimat Śląska. Przegląd Geograficzny, Warszawa 1938, str. 140.

dzie słonecznej, małej wilgotności względnej, zachmurzeniu przez *Ci*, *Acu lenticularis* i *Stcu*, względnie *Frcu*. Zdaje się, że ten rodzaj halniaka nie jest notowany przez obserwatorów-meteorologów jako „halny".

W Karpatach właściwych, różnica między halniakiem wyżowym a niżowym, jest zdaje się o wiele słabiej zaznaczona, aniżeli w Tatrach. Brak jest mianowicie przy halniaku niżowym dużego zachmurzenia i opadów.

Obserwatorzy stacji meteorologicznej szybowiska w Bezmiechowej, opisują tamtejszy halniak jak następuje: Jeszcze przed pojawieniem się silnego wiatru, jeśli niebo było pochmurne, rozpogadza się do ca $^{3}/_{10}$ pokrycia. Widoczność poprawia się, a przy ziemi panują niezdecydowane słabe wiatry ze zmiennych kierunków. Od strony południowej ukazuje się *Ci*, czasem i cienki *Cist*, nieruchomy i niewznoszący się ponad 45° nad horyzont. Powietrze osusza się i staje się coraz cieplejsze. Fizjologicznie daje się odczuwać parność, organizm łatwo męczy się, wreszcie poczyna wiać początkowo chłodny, a następnie ocieplający się wiatr z kierunków południowych. Wiatr ten jest niezwykle porywisty, amplitudy porywów przewyższają czasem 20 *m/sek*, średnia siła wiatru wynosi 15—30 *m/sek*. Największy poryw w Bezmiechowej (626 *m* n. p. m.) obserwowano 29. I. 1938; wynosił on ca 50 *m/sek*, co odpowiada ciśnieniu wiatru ca 200 *kg/m²* [14]). Na granicznych, południowych szczytach Karpat oddalonych od Bezmiechowej o około 40 *km*, pojawia się czasem skłębiony wał stojących chmur typu *Stcu*, lub *Cu*. Z wału tego odrywają się płaty mgły chmurnej i są przenoszone na północ. Owe niewielkie *Frcu* wykazują ogromną zmienność, to zanikając, to tworząc się w innym miejscu na nowo. Na niebie pojawiają się pojedyncze soczewki zupełnie nieruchomych *Acu lenticularis*, również szybko zanikające, by pojawić się w jakiś czas w innym miejscu.

Halniak może wiać w Bezmiechowej ze zmienną szybkością nawet przez parę dni. Natężenie wiatru jest maksymalne około południa, nocą znacznie spada. W zimie podczas halniaka następuje odwilż, a wiosną tają momentalnie śniegi. Wilgotność względna nie przenosi 40 do 50%.

Żywot swój kończy halniak w środkowych Karpatach osłabieniem i zmianą kierunku wiatru na zachodni, lub północno-wschodni. Z reguły nastaje po halniaku krótki okres niepogody, pojawia się *Stcu* i *Nbst*, padają przelotne deszcze.

Jeżeli na południowych grzbietach Karpat ukazywał się wał *Stcu*, to wilgotność względna wynosi 60—80%, a wzrost temperatury odbywa się powoli (byłby to halniak o typie niżowym). Przy słonecznym halniaku wyżowym, wilgotność w Bezmiechowej wynosi 30—40%, a wzrost temperatury jest szybki, często z nagłym skokiem do 5° C.

Częstość halniaka i jego przebieg roczny.

Obszerniejsze dane o ilości dni z halniakiem posiada jedynie Zakopane. Z Bezmiechowej rozporządzamy danymi za rok 1937 i 1938. W innych stacjach podkarpackich zjawisko to mimo, że występuje bardzo wyraźnie, nie jest niestety notowane przez obserwatorów, jak to mogłem stwierdzić z porównania obserwacyj I. T. S. M. z zapiskami stacyj w Katowicach, Cieszynie i Żywcu. Jak widać z ryc. 4 największa ilość dni

TABL. I.

Ilość dni z halniakiem w Zakopanem.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Rok
1898	0	0	2	1	2	1	0	0	0	0	4	1	11
1899	1	0	0	2	1	0	0	0	1	0	0	0	5
1900	0	1	0	0	1	0	1	1	1	0	0	0	5
1901	1	0	3	2	1	1	0	1	0	2	0	1	12
1902	2	1	I	0	0	0	1	0	0	0	0	2	7
1903	0	0	1	1	1	0	1	0	2	0	3	0	9
1926	1	5	5	5	3	1	0	1	1	9	11	0	42
1927	4	3	3	5	1	2	2	0	2	1	5	1	29
1928	2	2	3	2	0	2	1	1	0	5	2	0	20
1929	0	0	1	1	0	0	0	0	0	3	2	3	10
1930	1	1	1	2	2	0	2	0	1	1	3	0	14
1931	1	2	2	1	1	0	2	2	0	2	1	0	14
1932	0	0	0	0	3	0	1	0	1	3	0	2	10
1933	0	0	1	0	1	0	1	0	2	1	0	1	7
1934	5	0	2	0	0	0	0	0	0	0	7	1	15
1935	0	5	1	1	1	3	1	1	3	6	8	7	37
1936	5	6	5	3	0	1	2	0	0	1	3	3	29
1937	1	5	7	2	1	2	1	0	4	8	0	2	33
Według:	Suma dni za lata 1926—1937												Rok
ITSM	20	**29**	**31**	22	13	11	13	5	14	**40**	**42**	20	260
PIM	9	18	18	13	6	5	7	3	8	25	19	11	142
Według:	Średnia ilość dni za lata 1926—1937												Rok
ITSM	1 7	**2·4**	**2·6**	1·8	1·1	0·9	1·1	0·4	1·2	**3·3**	**3·5**	1·7	21·6
PIM	0·8	1·5	1·5	1·1	0·5	0·4	0·6	0·2	0·7	2·1	1·6	0·9	11·8

z halniakiem przypada w Zakopanem późną jesienią na październik i listopad a następnie z wiosną na miesiące luty i marzec.

TABL. II.

Ilość dni z halniakiem w Bezmiechowej.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Rok
1937	0	1	3	2	2	2	0	0	2	0	0	5	17
1938	6	3	3	1	4	0	0	0	0	0	3	0	20

[14]) Szybkość 50 m/sek przy halniaku tatrzańskim, cytuje również W. Midowicz (loc. cit. 7). Szybkość tę obserwowano 20. III. 1930 w dolinie Pięciu Stawów Polskich.

Cyfry tabl. I wskazują, że halniak jest zjawiskiem bardzo kapryśnym. W jednych latach występuje bardzo często (np. w r. 1926, aż 42 razy), w innych zanika (np. w r. 1933 tylko 7 razy). Listopad jest — jak już widzieliśmy — miesiącem najczęstszego występowania halniaka w Zakopanem. Tabl. I wskazuje, że w ciągu 12 lat (1926—1937), w listopadzie 1932, 1933 i 1937 halniak nie pojawiał się ani razu. Drugorzędne maksimum częstotliwości przypada na luty i marzec. Tymczasem w marcu 1932, 33 i 34 halniaka w ogóle nie było, a w marcu 1935, 36 i 37 pojawiał się po 5—6 razy miesięcznie.

Z Bezmiechowej mamy co prawda tylko 2 lata obserwacyj (tabl. II), ale nie spisane spostrzeżenia z okresu istnienia szybowiska (1932—1938) pozwalają ustalić najczęstszy halniak w miesiącach październiku, listopadzie i grudniu, oraz w lutym i marcu.

Porównując przebieg roczny halniaka z przebiegiem rocznym podobnego zjawiska w Niemczech w Riesengebirge (Moazagotl) i w Anglii w górach Cross Fell (Helmbarr), tudzież ze zjawiskiem fenu z Alp, stwierdzamy, że przebieg roczny ilości dni z wiatrem typu fenowego, jest wszędzie taki sam. (Na ryc. 4 *e* mamy przebieg roczny pojawiania się chmury Moazagotl z Riesengebirge, a na 4 *f* chmury Helmbarr z Anglii) [15]).

Zebrane wartości dla Zakopanego mamy podane w tabl. I. Ilości dni z halniakiem dla okresu 1898—1903 cytuję za Pamiętnikami Towarzystwa Tatrzańskiego, gdzie podawana była rubryka pn. „Ilość dni z wiatrem halnym". Sądzę, że obserwator podał trochę za mało dni z halniakiem.

Wartości za okres 1927—1933 wybrałem sam z Roczników Meteorologicznych P. I. M. Dla roku 1926 oraz lat 1934—1937 czerpałem dane z Wiadomości Meteorologicznych i Hydrograficznych, wydawanych przez P. I. M. Wyjaśnię dlaczego wyszukiwałem ilości dni z halniakiem samodzielnie, nie posługując się statystyką dni z halniakiem podawaną w wyżej wymienionych publikacjach P. I. M. Mianowicie z materiału P. I. M. brałem pod uwagę dla Zakopanego ilość dni, w których:

a) wiatr z kierunków południowych przewyższał 15 *m/sek,*

b) wilgotność względna i bezwzględna była mała,

c) występowało nagłe ocieplenie (szczególnie zimą).

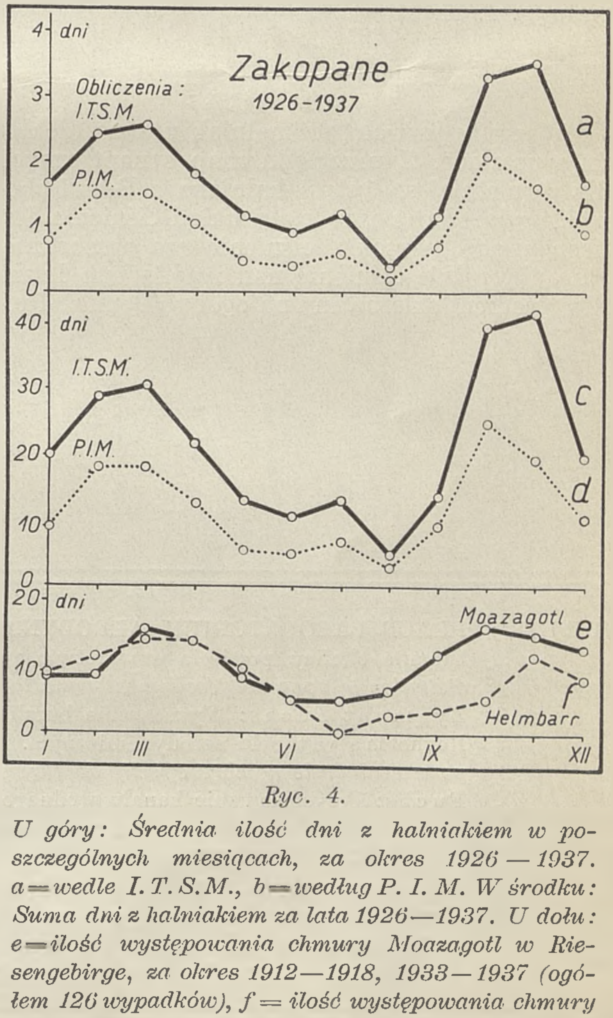
Oficjalne zestawienia P. I. M. podają 2 rodzaje niezgodnych ze sobą statystyk. I tak dla codziennych obserwacyj w Zakopanem w rubryce „Uwagi", obserwator pisze od czasu do czasu: „wiatr halny". Jednocześnie w tej samej publikacji znajduje się słowny opis przebiegu pogody w Polsce w danym miesiącu, i w opisie tym podawana jest ilość dni z halniakiem w Tatrach. Te oba rodzaje danych, są ze sobą niezgodne. — I tak np. w listopadzie 1926, notuje obserwator w Zakopanem wiatr halny 3 razy, a silny wiatr S ponad 15 *m/sek,* 8 razy. Według mnie w tym miesiącu było 11 dni z halniakiem. W miesiącu tym dla dni od 17—24 Zakopane podawało następujące dane (tabl. III):

TABL. III.

Wilgotność względna, kierunek i prędkość wiatru w Zakopanem w dniach 17—24. XI. 1926 (wdł. Wiad. Met. i Hydr.).

XI. 1926	Wilgotność względna w %			Kierunek i prędkość wiatru (*m/sek*)		
	7h	13	21	7h	13	21
17	82	49	93	W 2	SW 3	W 2
18	89	27	53	0	S 20	S 20
19	62	62	69	S 20	SW 7	S 20
20	70	52	53	S 17	S 7	SE 3
21	65	54	48	S 20	S 20	S 20
22	58	56	53	S 10	S 14	S 20
23	36	27	46	S 20	SSW 14	SW 9
24	71	75	95	NE 2	W 2	W 1

Jest rzeczą oczywistą, że od 13-tej godz. 18. XI., do godz. 13-tej 23. XI. 1926, panował w Zakopanem halniak. Tymczasem „halny w górach" notowany był w tym miesiącu tylko w dniach 5, 6 i 15.



Ryc. 4.

U góry: Średnia ilość dni z halniakiem w poszczególnych miesiącach, za okres 1926—1937. a=wedle I. T. S. M., b=według P. I. M. W środku: Suma dni z halniakiem za lata 1926—1937. U dołu: e=ilość występowania chmury Moazagotl w Riesengebirge, za okres 1912—1918, 1933—1937 (ogółem 126 wypadków), f= ilość występowania chmury Helmbarr w Anglii, w górach Cross-Fell, za okres 1871—1884 (93 wypadków).

[15]) Loc. cit. 12, str. 94.

Jednocześnie przy końcu listopadowego numeru Wiad. Met. i Hydr., za rok 1926, mamy następujący przedruk relacji z 21. XI. 1926. „Stacja meteorologiczna w Zakopanem donosi o niezwykle silnym wietrze halnym, szalejącym od kilku dni. W dniu dzisiejszym intensywność wiatru jest tak ogromna, że nawet starsi górale nie pamiętają takiego halnego. Szkody olbrzymie. Powyrywane z korzeniami i połamane w ogromnej ilości drzewa, pozrywane dachówki z domów latają w powietrzu. Kilka domów zostało doszczętnie rozebranych przez wiatr. Intensywność wiatru coraz bardziej wzrasta. Niebo prawie pogodne, tylko w górach charakterystyczny wał chmur, temperatura o 9 wiecz. wynosiła 14,0° C, wilgotność 49%, ciśnienie 679,7 *mm*, tendencja zniżkowa. W Muzeum Tatrzańskim ma się wrażenie, że jak gdyby znajdujemy się na parostatku, do tego stopnia wiatr kołysze Muzeum".

Podobnych usterek w materiale znalazłem więcej, oczywistym więc jest, że musiałem dane o halniaku zestawić samodzielnie.

Średnia ilość dni z halniakiem w Zakopanem według mego zestawienia, podana jest na ryc. 4 *a*. Krzywa ryc. 4 *b* podaje ilość dni wedle danych P. I. M. Na krzywej 4 *c* podaję sumę dni z halniakiem w latach 1926—1937. Krzywa 4 *d* jest sumą ilości dni z halniakiem według materiału P. I. M.

Warunki synoptyczne.

Warunki wywołujące halniak nie są dokładnie ustalone. Z przeglądu map synoptycznych dla dwuletniej statystyki halniaka z Bezmiechowej, wydaje mi się, że *zimą* układ ciśnienia jest następujący: wysokie ciśnienie we wschodniej Europie, niskie ciśnienie nad Anglią, lub Islandią, gradient skierowany na ogół z *W* na *E*. Prostopadle do gradientu, czyli równolegle do izobar, wieje halniak.

Latem i w niektórych wypadkach zimowych, układ jest następujący: wysokie ciśnienie w postaci grzbietu lub ośrodków rozłożonych na linii Morze Czarne — Pireneje. Niskie ciśnienie w postaci kolistego ośrodka gdzieś na linii Skandynawia — Irlandia. Gradient ciśnienia jest wtedy skierowany z *SE* na *NW* lub z *S* na *N*. Gradient ten jest z reguły mniejszy latem, aniżeli zimą.

Można jeszcze stwierdzić, że siła halniaka jest większa, gdy w pobliżu Karpat przechodzą fronty, lub okluzje.

Ciekawym jest fakt, że huraganowe wiatry z *SSW* występują w tych samych dniach na Kasprowym Wierchu, jak i w Bezmiechowej, co może świadczyć o powszechności halniaka w Karpatach.

Tych kilka uwag o halniaku karpackim, kończę podaniem jeszcze paru notatek z literatury [16]). W notatkach tych — jak i w literaturze poprzednio cytowanej — znajdują się niestety tylko bardzo szczupłe wzmianki dotyczące tak ważnego dla lotnictwa, zagadnienia halniaka.

---

[16]) A. Kochański: O regionach termiki na Śląsku. Komunikat Inst. Geofizyki i Meteorologii U. J. K. Nr 115. Lwów 1937. (Podrozdział pt. „Zjawisko karpackiego wiatru halnego", str. 170—171).

W. Milata: Uwagi o zachmurzeniu Tatr Wysokich. Wiad. Met. i Hydr. 1933, Nr 3, str. 53—58. (Podrozdz. pt. „Chmury wiatru halnego", str. 55).

S. Kuszel: Częstotliwość wiatrów dolnych na stacjach meteorologicznych w Pucku, Poznaniu, Warszawie, Wilnie, Pińsku, Lwowie, Krakowie i Zakopanem. Sprawozdania i Prace Pol. Komisji Energetycznej, Tom IV, Nr 36—37. Warszawa 1930.

S. Kosińska - Bartnicka: Niezwykły wiatr halny i wczesna wiosna w Tatrach. Wiad. Met. i Hydr. 1925, Nr 1—3, str. 3.

S. Kosińska - Bartnicka: O wietrze halnym. Przyroda i Technika, Lwów 1925, str. 12, 18 i 191.

Wydawca: LAPL i ITSM. Pierwsza Związkowa Drukarnia, Lwów, Lindego 4.